

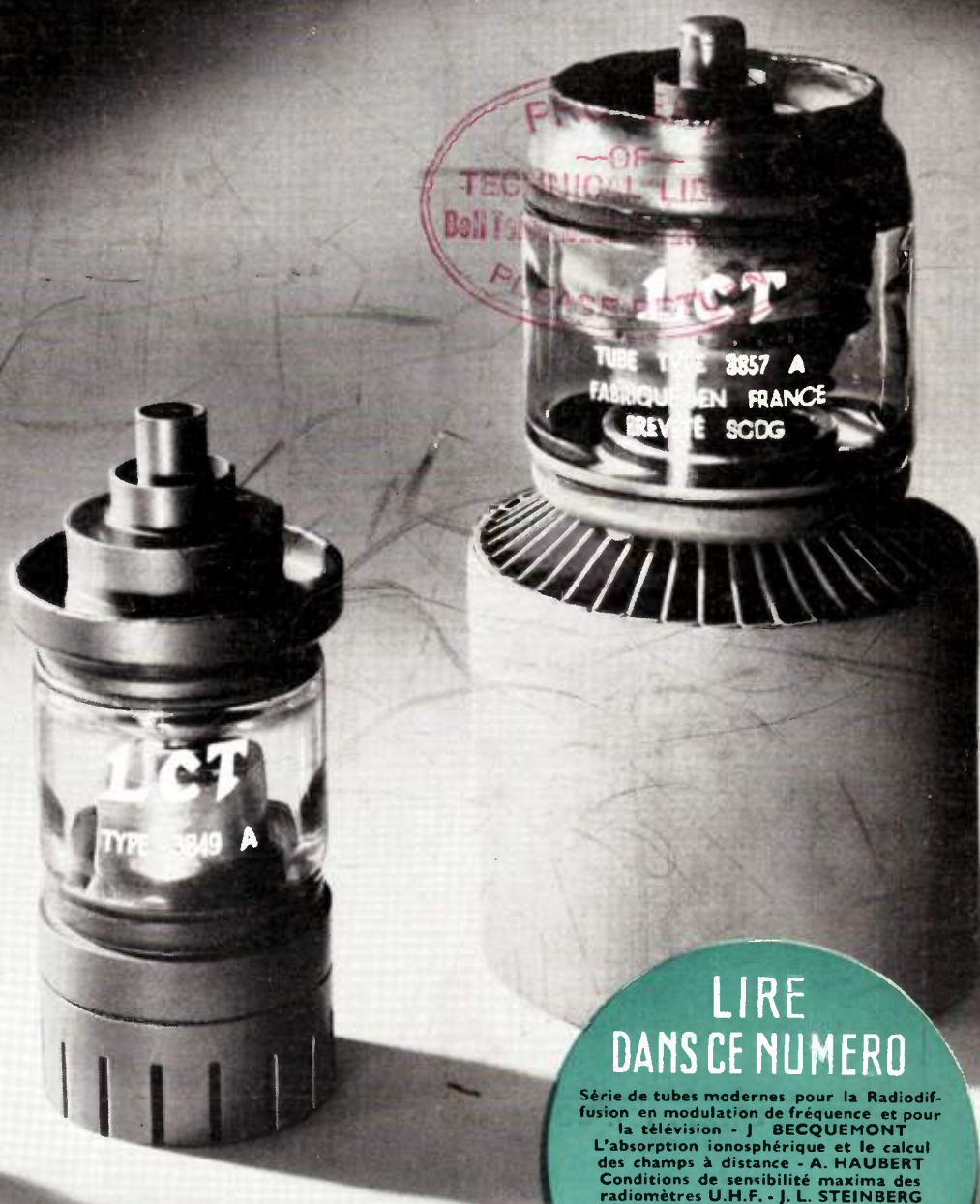
L'ONDE ÉLECTRIQUE

29^e ANNÉE N° 265

AVRIL 1949

PRIX : 160 FRANCS

BULLETIN DE LA SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS
ÉTIENNE CHIRON, ÉDITEUR, 40, RUE DE SEINE, PARIS-6^e



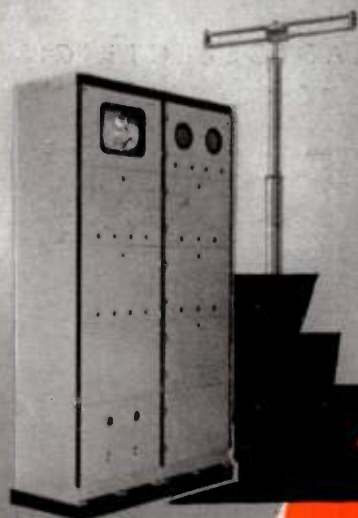
LIRE DANS CE NUMERO

Série de tubes modernes pour la Radiodiffusion en modulation de fréquence et pour la télévision - J. BECQUEMONT
L'absorption ionosphérique et le calcul des champs à distance - A. HAUBERT
Conditions de sensibilité maxima des radiomètres U.H.F. - J. L. STEINBERG
Le glissement de fréquence par lampes à réactance variable (suite et fin) - R. LEPRÊTRE
Le XIII^e Salon International de présentation technique des pièces détachées : tubes électroniques, accessoires de radio et appareils de mesure

à tous les stades
du téléreportage...



TÉLÉVISEUR
Réception sur
écran cathodique
de grand diamètre,
simplicité de
réglage.
Agréé par les servi-
ces de la Télévision
Française.



**MEUBLE DE
RÉCEPTION**
sur 64 Mégacycles,
avec démodulation
du son et de l'image.



CAMION DE REPORTAGE AUTONOME
2 voies d'amplification pour 2 caméras,
Emetteur transmettant simultanément image
et son sur porteuse unique de 64 Mégacycles.



**CAMERA POUR
ICONOSCOPE**
2 objectifs et un téléob-
jectif interchangeables in-
stantanément. Viseur électro-
nique. Angle d'exploration:
plan vertical 150
plan horizontal 360



**SADIR
CARPENTIER**

SADIR CARPENTIER, 101, BOULEVARD MURAT

PARIS-16^e - TEL. AUT. 81-25

L'ONDE ÉLECTRIQUE

Revue Mensuelle publiée par la Société des Radioélectriciens
avec le concours du Centre National de la Recherche Scientifique

ABONNEMENT, D'UN AN

FRANCE... 1950 »

ÉTRANGER... 1950 »

ÉDITIONS

Etienne CHIRON

40, Rue de Seine — PARIS (6^e)

C. C. P. PARIS 53-35

Prix du Numéro :

160 francs

Vol. XXIX

AVRIL 1949

Numéro 265

SOMMAIRE

	Pages
Série de tubes modernes pour la Radiodiffusion en modulation de fréquence et pour la télévision	J. BECQUEMONT 145
L'absorption ionosphérique et le calcul des champs à distance ...	A. HAUBERT 152
Conditions de sensibilité maxima des radiomètres U. H. F.	J. L. STEINBERG 160
Le glissement de fréquence par lampes à réactance variable	R. LEPRÊTRE 167
(suite et fin)	
Le XIII ^e Salon International de présentation technique des pièces détachées : tubes électroniques, accessoires de radio et appareils de mesure	175
Analyses	7 à 10 A

Sur la couverture :

Série de tubes modernes construits par le Laboratoire Central de Télécommunications pour applications aux Très Hautes Fréquences.

Les opinions émises dans les articles ou comptes-rendus publiés dans L'Onde Electrique n'engagent que leurs auteurs

SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS

FONDATEURS

† Général FERRIÉ, Membre de l'Institut.

† H. ABRAHAM, Professeur à la Sorbonne.

† A. BLONDEL, Membre de l'Institut.

P. BRENOT, Directeur à la Cie Générale de T. S. F.

J. CORNU, Chef de bataillon du Génie e. r.

† A. PÉROT, Professeur à l'Ecole Polytechnique.

† J. PARAF, Directeur de la Sté des Forces Motrices de la Vienne
La Société des Ingénieurs Coloniaux.

BUTS ET AVANTAGES OFFERTS

La Société des Radioélectriciens, fondée en 1921 sous le titre « Société des Amis de la T. S. F. », a pour buts (art. 1 des statuts) :

1^o De contribuer à l'avancement de la Radiotélégraphie théorique et appliquée, ainsi qu'à celui des Sciences et Industries qui s'y rattachent;

2^o D'établir et d'entretenir entre ses membres des relations suivies et des liens de solidarité.

Les avantages qu'elle offre à ses membres sont les suivants

1^o Service gratuit de la revue mensuelle *L'Onde Électrique*;

2^o Réunions mensuelles, avec conférences, discussions et expériences sur tous les sujets d'actualité technique;

3^o Visites de diverses installations radio-électriques : stations d'émission et de réception, postes de navires et d'avions, laboratoires, radiophares expositions, studios, etc.;

4^o Renseignements de tous ordres (joindre un timbre pour la réponse).

COTISATIONS

Elles sont ainsi fixées

1^o Membres titulaires, particuliers 1.000 fr.
sociétés ou collectivités 5.000 fr.

2^o Membres titulaires, agés de moins de vingt-cinq ans, en cours d'études 500 fr.

Les membres de ces deux catégories, résidant à l'étranger, doivent verser en plus un supplément pour frais postaux de 300 fr.

3^o Membres à vie :

Les particuliers, membres titulaires, peuvent racheter leur cotisation annuelle par un versement unique égal à quinze fois le montant de cette cotisation, soit 15.000 fr.

4^o Membres donateurs :

Seront inscrits en qualité de donateurs, les membres qui auront fait don à la Société, en plus de leur cotisation, d'une somme égale au moins à 3.000 fr.

5^o Membres bienfaiteurs :

Auront droit au titre de « Bienfaiteurs », les membres qui auront pris l'engagement de verser pendant cinq années consécutives, pour favoriser les études ou publications techniques ou scientifiques de la Société une subvention d'au moins 10.000 fr.

Adresser la correspondance administrative et technique, et effectuer le versement des cotisations à l'adresse suivante

SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS

14, avenue Pierre-Larousse, Malakoff (Seine)

Tél. : ALÉSIA 04-16 — Compte de chèques postaux n° 697-38

Les correspondants sont priés de rappeler chaque fois le numéro d'inscription porté sur leur carte.

CHANGEMENTS D'ADRESSE : Joindre 20 francs à toute demande.

SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS

PRÉSIDENTS D'HONNEUR

R. MESNY (1935) — † H. ABRAHAM (1940).

ANCIENS PRÉSIDENTS DE LA SOCIÉTÉ

MM.

1922	M. DE BROGLIE, Membre de l'Institut.
1923	H. BOUSQUET, Prés. du Cons. d'Adm. del a Cie Gle de T. S. F.
1924	R. DE VALBREUZE, Ingénieur.
1925	† J.-B. POMEY, Inspecteur général des P. T. T.
1926	E. BRYLINSKI, Ingénieur.
1927	† Ch. LALLEMAND, Membre de l'Institut.
1928	Ch. MAURAIN, Doyen de la Faculté des Sciences de Paris
1929	† L. LUMIÈRE, Membre de l'Institut.
1930	Ed. BELIN, Ingénieur.
1931	C. GUTTON, Membre de l'Institut.
1932	P. CAILLAUX, Conseiller d'Etat.
1933	L. BRÉGUET, Ingénieur.
1934	Ed. PICAULT, Directeur du Service de la T. S. F.
1935	R. MESNY, Professeur à l'Ecole Supérieure d'Electricité.
1936	R. JOUAUST, Directeur du Laboratoire Central d'Electricité.
1937	F. BEDEAU, Agrégé de l'Université, Docteur ès sciences.
1938	P. FRANCK, Ingénieur en chef de l'Aéronautique.
1939	† J. BETHENOD, Membre de l'Institut.
1940	† H. ABRAHAM, Professeur à la Sorbonne.
1945	L. BOUTHILLON, Ingénieur en chef des Télégraphes.
1946	R.P. P. LEJAY, Membre de l'Institut.
1947	R. BUREAU, Directeur du Laboratoire National de Radio-électricité.
1948	Le Prince Louis de BROGLIE.

BUREAU DE LA SOCIÉTÉ

Président :

M. M. PONTE, Directeur général adjoint de la Cie Gle de T. S. F.

Vice-Présidents :

MM. P. ABADIE, Ingénieur en chef au L. N. R.
G. LEHMANN, Ingénieur-Conseil.
De MARE, Ingénieur.

Secrétaire général :

M. R. RIGAL, Inspecteur général adjoint des P. T. T.

Trésorier :

M. R. CABESSA, Ingénieur au L. C. T.

Secrétaires :

MM. L. J. LIBOIS, Ingénieur des P. T. T.
M. PIRON, Ingénieur du Génie Maritime.
J. DOCKES, Ingénieur des P. T. T.

SECTIONS D'ÉTUDES

No	Dénomination	Présidents	Secrétaires
1	Etudes générales.	M. DE MARE.	M. FROMY.
2	Matériel radioélectr.	M. AUBERT.	M. ADAM.
3	Electro-acoustique.	M. BEDEAU.	M. POINCELOT.
4	Télévision	M. MALLEIN.	M. ANGEL.
5	Hyperfréquences.	M. GOUDET.	M. GUÉNARD.
6	Electronique.	M. LÉAUTÉ.	M. BRACHET.
7	Documentation.	M. VILLENEUVE.	M. CHARLET.

Les adhésions pour participation aux travaux des sections doivent être adressées au Secrétariat de la Société des Radioélectriciens, 10 avenue Pierre-Larousse, à Malakoff (Seine).

INFORMATIONS

DEMANDE D'EMPLOI

0.39. — Jeune ingénieur, grande école et spécialisé dans la radio, pouvant voyager, connaissant l'anglais, cherche situation dans un service d'installations d'une Société ou dans un service technico-commercial. Ecrire à M. Barclay, 6, rue Joséphine, Saint-Cloud (S.-et-O.) qui transmettra

LISTE DES NOUVEAUX MEMBRES

MM.	Présentés par MM.	MM.	Présentés par MM.
ARBELET Georges, Ingénieur E. S. E.....	DEJEAN. DAUPHIN.	DUMOND Pierre, élève à la Section Radioélectricité de l'Ecole Nle supérieure d'Electrotechnique et d'Hydraulique à Toulouse	Rigal. LIBOIS.
AUDOUSSET Jean-Jacques, élève à la section Radio-électricité de l'Ecole Nle supérieure d'electrotechnique et d'hydraulique à Toulouse	RIGAL. LIBOIS.	GAYOT Jean, Ingénieur Radio E. S. E.	DEJEAN DAUPHIN.
BAJON Jean-Jacques, élève à la section Radioélectricité de l'ecole Nle supérieure d'electrotechnique et d'hydraulique à Toulouse	RIGAL. LIBOIS.	GUILLON Olivier, Ingénieur de recherches à l'ONERA	DEJEAN. DAUPHIN.
BRENAC Henri, Capitaine Armée de l'Air, ingénieur Ecole Nle supérieure des télécommunications	R. RIGAL. LIBOIS.	L'Ingénieur Général, Directeur du Laboratoire de Recherches Balistiques et Aérodynamiques	FARCY. GIRARDIN.
BUCHER Jean, élève à la Section Radio de l'E. S. E...	R. RIGAL. DAUPHIN.	JARDIN Raoul, Ingénieur chef des Laboratoires et Salles d'Essais de l'E. E. I. M.	DESTRAY. LIBOIS.
CAMBOULIVES Roland, Ingénieur E. P. C. I. aux Laboratoires Radioélectriques.....	COMBRISSEON. LANGEVIN.	LABORDE Georges, élève à l'Ecole Centrale de T. S. F.	QUINET. CHRÉTIEN.
CHARBONNIER Georges, élève à la Section Radioélectricité de l'Ecole Nle supérieure d'Electrotechnique et d'Hydraulique à Toulouse	RIGAL. LIBOIS.	LAUPRETRE Georges, élève à la Section Radio de l'E. S. E.	R. RIGAL. DAUPHIN.
DÉJOUR Henri, Ingénieur	R. RIGAL. P. DAVID.	LAVOLTE Louis, élève à la Section Radioélectricité de l'Ecole Nle supérieure d'Electrotechnique et d'Hydraulique à Toulouse	RIGAL. LIBOIS.
DÉLOUËS Fernand, élève à l'Ecole Centrale de T. S. F.	QUINET. CHRÉTIEN.	LEFAUCHER Jean, élève à l'Ecole Centrale de T. S. F.	CHRÉTIEN. QUINET.
DEMERDACHE Abdel Rahim, Ingénieur de l'Université Polytechnique du Caire, élève à la Section Radio de de l'E. S. E.	DEJEAN. DAUPHIN.	LEFEVRE Albert, élève à la Section Radio de l'E. S. E.	R. RIGAL. DAUPHIN.

SÉRIE DE TUBES MODERNES POUR LA RADIODIFFUSION EN MODULATION DE FRÉQUENCE ET POUR LA TÉLÉVISION ⁽¹⁾

PAR

J. BECQUEMONT

*Chef de Département
au Laboratoire Central de Télécommunications*

L'étude théorique des tubes d'émission permet de définir les caractéristiques générales que doivent posséder les tubes modernes à fréquence élevée. Ces caractéristiques générales peuvent se résumer de la façon suivante :

— Distances inter-électrodes très faibles par rapport aux dimensions de ces électrodes, densité électronique élevée, dissipation anodique spécifique élevée, suppression de l'inter-action des champs haute-fréquence entre les espaces d'entrée et de sortie à l'intérieur du tube, capacité de réaction faible, impédances de sortie faibles.

En partant de ces lignes générales les techniciens des tubes à vide ont étudié des modes de conception nouveaux et des techniques de fabrication modernes pour la réalisation de ces tubes destinés à fonctionner à des fréquences très élevées compatibles avec les applications à la Télévision et à la Modulation de fréquence aussi bien qu'à d'autres applications telles que le Radar ou les transmissions multiplex radio.

Cet exposé a pour but de montrer comment, en se basant sur ces caractères généraux, on aboutit logiquement à une transformation très importante des modes de réalisation des tubes d'émission conventionnels utilisés jusqu'à ce jour.

Distances

Examinons en premier lieu le problème que pose pour le technicien la diminution de la distance inter-électrodes.

Les distances faibles entre électrodes dont l'une, la cathode, fonctionne à une température élevée (850° dans le cas de la cathode à oxydes et 1800° dans le cas du tungstène thorié) est à la base de très grandes difficultés d'ordre mécanique que comporte la réalisation des tubes modernes.

D'une façon générale, des études très poussées de réalisations mécaniques ont été entreprises par presque tous les constructeurs de tubes d'émission pour augmenter la rigidité mécanique des électrodes afin de réduire les distances interélectrodes et satisfaire ainsi aux conditions de fréquence élevée.

Tout d'abord on doit éliminer l'idée de fixer rigidement par un isolant la grille au filament par leurs extrémités, ce qui aurait cependant permis un centrage plus sûr, car en effet, à ces fréquences, l'isolant introduit une capacitance supplémentaire non négligeable ; d'autre part, porté à une température assez élevée du fait des faibles dimensions du tube, ses pertes diélectriques sont élevées, enfin une métallisation est toujours à redouter. Il est admis actuellement que le filament, la grille et l'anode dans les tubes à fréquence élevée ne doivent avoir d'autre liaison mécanique que celles assurées par le pied et le ballon placés l'un et l'autre dans les parties froides du tube ; la tâche du constructeur s'en trouve donc augmentée ; il est donc normal qu'il ait cherché par ailleurs toutes les solutions qui lui rendraient son travail plus aisé et surtout plus sûr. On aura donc tendance à raccourcir le plus possible les éléments du tube tout en assurant à la cathode l'émission totale nécessaire.

Ceci revient à augmenter l'émission spécifique de la cathode.

On est conduit alors à l'utilisation des cathodes à oxydes ou à filaments de tungstène thorié dont l'émission utilisable est de l'ordre de 6 fois celle du filament de tungstène pur à surface d'émission égale. On verra donc disparaître le filament de tungstène pur même pour des tubes de grande puissance.

Pour de petites puissances on utilisera de préférence la cathode à oxydes qui a l'avantage de travailler à température faible (850° environ) et de se présenter sous la forme d'une surface équipotentielle.

Pour des tubes de puissances plus élevées, à partir de 500 Watts par exemple, on emploiera de préférence le filament de tungstène thorié qui résiste mieux que la cathode à oxyde au bombardement ionique lequel est d'autant plus important que la tension anodique est plus élevée.

Il est également un problème d'ordre électronique posé par cette condition sévère, de faibles distances inter-électrodes, c'est celle de l'émission de grille. Placée à un voisinage très proche d'une cathode à haute température, la grille de contrôle prend une température telle qu'à la faveur de dépôt de métaux alcalino-terreux ou de thorium issus

⁽¹⁾ Communication présentée devant les membres de la Société des Radioélectriciens le 19 mai 1948.

de la cathode, son émission électronique n'est plus négligeable et occasionne un courant en sens inverse du courant normal qui n'est pas contrôlable et varie d'une façon irrégulière avec le temps, causant des variations de potentiel d'autant plus grandes que l'impédance de grille est plus importante et aboutissant au dérèglement complet de l'étage dans certains cas.

Il est donc nécessaire à ces fréquences de fonctionnement, non seulement d'assurer à la cathode et à la grille une rigidité mécanique telle qu'à haute température les distances très faibles entre ces deux électrodes soient respectées, mais encore d'étudier pour la grille des procédés tels que le travail de sortie des électrons de cette grille soit assez élevé pour rendre négligeable son émission.

Suivant le type de cathode l'emploi de certains métaux tels que le tantale ou de dépôts spéciaux tels que le zirconium ou l'or sur les fils de molybdène de la grille permettent dans certains cas de réduire suffisamment l'émission pour assurer un fonctionnement normal aux tubes de cette famille.

Ces procédés maintenant bien connus ne sont cependant pas toujours suffisants et de nombreuses recherches sont encore entreprises sur ce sujet.

Densité électronique

Les cathodes des tubes modernes peuvent se présenter sous la forme d'un plan ou d'un cylindre. Dans le cas du plan la très faible distance cathode-grille est en général difficile à assurer mécaniquement sauf s'il s'agit de très faibles surfaces. On ne trouvera donc en général ce mode de réalisation que dans les tubes de faibles dimensions et de faibles puissances. Tels sont les tubes « Lighthouse » formés d'une cathode plane à oxydes à chauffage indirect d'une surface de l'ordre de $1/2 \text{ cm}^2$ permettant avec une distance cathode-grille de l'ordre de quelques centièmes à $1/10$ de mm de fonctionner à des fréquences atteignant 3000 Mc/s avec des puissances maximum de l'ordre de 10 à 20 Watts. Pour des puissances nettement supérieures, la cathode de surface plus grande pourra être réalisée sous forme cylindrique. Ce cylindre peut être une surface pleine dans le cas d'un recouvrement d'oxydes ou bien réalisé par un ensemble de génératrices en fils de tungstène thorié et dans ce cas il y aurait intérêt à ce que ces fils soient aussi rapprochés que possible afin d'augmenter l'émission pour une même surface. Des considérations de distance entre ces fils comparée à la distance entre la cathode et la grille limitent cependant cette multiplication du nombre de fils dans une certaine mesure.

Cette dernière disposition conduit à un mode d'alimentation de nombreux brins en parallèle ce qui, pour des cathodes courtes où la longueur de ces brins est faible, entraîne une très faible tension de chauffage pour un courant élevé, aussi, dans le cas de tubes de surface cathodique trop faible est-on souvent conduit à l'utilisation de filaments spirales.

Que ce soit dans le cas de filaments parallèles

formant les génératrices du cylindre de cathode ou dans le cas de filaments spirales autour de ce cylindre enveloppe, il faut éviter les déformations même faibles du filament lorsqu'il est porté à sa température de formation et, plus tard à sa température de fonctionnement normal. L'édifice cathodique devra être étudié au point de vue forme et support afin de garder au cours de ses traitements et de son fonctionnement normal une rigidité mécanique telle que sa déformation soit d'un ordre de grandeur très inférieur à celui de sa distance à la grille. Un des procédés, consiste à stabiliser le filament de tungstène thorié pendant les opérations de carburation dans des outils ou mandrins lui assurant une forme rigoureuse afin d'éviter par la suite des déformations irrégulières.

Grâce à ces dispositions on peut actuellement réaliser des cathodes ayant une émission spécifique de l'ordre de 1 ampère par cm^2 alors que les cathodes des tubes conventionnels ne dépassaient pas $0,3 \text{ Amp/cm}^2$.

Dissipation anodique

L'augmentation de la densité électronique de la cathode s'accompagne d'un accroissement de la dissipation par unité de surface de l'anode. C'est une caractéristique générale des tubes modernes à fréquence limite élevée que cette augmentation de la dissipation anodique spécifique par rapport aux tubes classiques. Les dissipations anodiques de 3 à 7 Watts par cm^2 des anodes à refroidissement par radiation sous ballon de verre seront presque toujours insuffisantes pour les tubes modernes même à de faibles puissances de sortie. La plupart des constructeurs s'orientent pour ces types de tube vers l'anode à refroidissement par ventilation forcée permettant des dissipations de l'ordre de 50 Watts par cm^2 et même dans certains cas vers le refroidissement par circulation d'eau où la dissipation peut atteindre 100 à 150 Watts par cm^2 , et même pour certains tubes poussés jusqu'à 500 W/cm^2 . Alors que dans les tubes classiques ce mode de construction était presque exclusivement réservé aux puissances supérieures à 1 kW, elle est utilisée pour les tubes modernes à partir des puissances de l'ordre de 100 Watts.

Examinons maintenant pour ces tubes modernes les 3 autres caractéristiques générales citées au début de cet exposé qui proviennent du désir de réaliser une neutralisation aisée du tube associé à son circuit, même aux fréquences les plus élevées.

Ecran

Dans le cas d'une triode une solution dans le but d'éliminer l'induction mutuelle des espaces d'entrée et de sortie du tube consiste à utiliser le tube en amplificateur inversé en reliant la grille à la masse. Dans ce cas les circuits de sortie et d'entrée sont séparés par la grille formant écran et des modes de construction spéciaux doivent être trouvés afin qu'aucun intervalle commun n'existe entre ces 2 espaces tant à l'intérieur qu'à l'extérieur du tube.

Dans la construction classique où la grille est sortie du tube par une ou plusieurs connexions au voisinage des connexions filament, ces 2 espaces ne sont pas séparés dans les intervalles entre connexions et l'inter-action des champs HF n'est pas supprimée. Il faut donc sortir la grille du tube par disque plan ou par un cylindre traversant le ballon du tube et relier directement à l'extérieur du tube ce plan ou ce cylindre à la masse.

Plusieurs conceptions différentes de tubes modernes ont été déjà réalisées en se basant sur ce principe et peuvent se résumer en 4 groupes différents. L'une d'elle consiste à utiliser comme sortie de grille, un disque plan perpendiculaire à l'axe du tube (fig. 1). Ce disque est scellé à ses 2 extrémités au ballon de verre et assure une liaison entre la grille et la masse ne laissant aucun intervalle entre

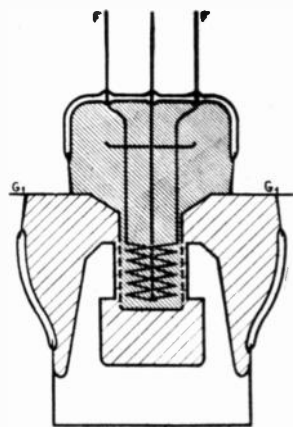


Fig. 1

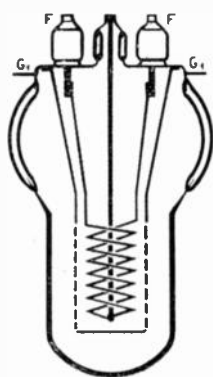


Fig. 2

le circuit grille-cathode d'une part et grille-anode d'autre part.

Une autre réalisation consiste à sortir la grille sous forme d'un plan métallique qui sert de fermeture au tube, les passages filaments traversant ce plan avec un isolement assuré par de petits cylindres de verre scellés sur ce plan métallique d'une part, et, d'autre part, à des chapeaux métalliques supportant les tiges de connexions du filament (Fig. 2). Ce mode de construction a l'avantage sur le précédent de diminuer la longueur du tube puisque la hauteur du tube au-dessus de l'anode est réduite à la partie de verre nécessaire pour assurer l'isolement entre anode et grille, les passages filament sortant sur le pied à ce même niveau alors que dans la réalisation précédente, à cet intervalle, s'ajoutait l'intervalle entre grille et pied moulé supportant les connexions filament.

Un troisième mode de réalisation consiste à sortir toutes les électrodes en cylindres métalliques concentriques isolés les uns des autres par des cylindres de verre étagés (fig. 3). L'avantage de sorties cylindriques, comme on le verra plus loin, est important au point de vue impédance des connexions de sortie mais la longueur très grande des sorties centrales dans cette réalisation particulière, compromet cet avantage.

Enfin, un 4^e procédé, en cours de réalisation au Laboratoire Central de Télécommunications consiste à concilier l'avantage des sorties cylindriques avec

celui de faible longueur de connexions en isolant les cylindres coaxiaux par des dalles de verre scellées latéralement entre ces cylindres et assurant l'étanchéité du tube (Figure 4).

Ces conceptions différentes montrent les principaux moyens utilisés à ce jour pour séparer à l'intérieur du tube les circuits d'entrée et de sortie dans les triodes modernes.

Dans le cas des tétrodes la séparation des espaces d'entrée et de sortie est assurée non plus par la grille de contrôle mais par la grille écran reliée à la masse. Ce qui vient d'être dit sur le mode de sortie de la grille de contrôle dans la triode s'applique donc à la grille écran dans le cas de la tétrode et l'excitation du tube peut se faire par la grille de contrôle

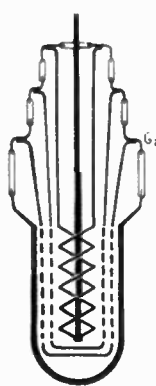


Fig. 3

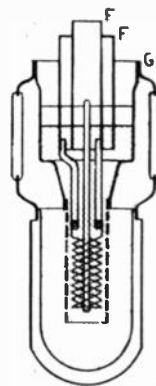


Fig. 4

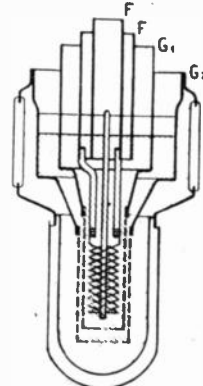


Fig. 5

alors que dans la triode, cette dernière étant réunie à la masse, l'excitation ne pouvait se faire que par la cathode.

La fig. 5 représente le mode de réalisation N° 4 appliqué à une tétrode.

Capacités

La 2^e condition de neutralisation est la faible capacité entre électrodes des espaces d'entrée et de sortie séparées par l'écran.

Ces capacités sont la capacité cathode-anode dans le cas de la triode utilisée en amplificateur inversé et la capacité grille de contrôle-anode dans le cas de la tétrode.

Pour une même distance cathode-grille de contrôle « d » dans les 2 cas, distance imposée par la fréquence limite, la distance cathode-anode d'une triode est en général de l'ordre de 4 fois d. Dans le cas d'une tétrode la distance grille de contrôle-anode est de l'ordre de 7 à 10 fois d. Cette différence provient de ce que l'effet accélérateur constant au cours du cycle de la grille écran d'une tétrode permet dans une certaine mesure d'éloigner l'anode sans danger pour le temps de transit des électrons alors que dans la triode cette accélération n'existe pas, l'anode qui pourrait jouer ce rôle dans la triode se trouvant au moment où le courant est maximum portée à un potentiel peu supérieur à celui de la grille de contrôle.

Cette différence de capacités de réaction peut être illustrée par un exemple.

Si l'on compare la triode 7C-26 de FTR dont la puissance est de 2 kW environ pour une fréquence de l'ordre de 150 Mc/s à la tétrode 4X-1000-A de Eimac de puissance et de fréquence semblables, la capacité de réaction cathode-anode de la 7C-26 est de $1/\mu\mu$ contre $0,24/\mu\mu$ pour la capacité de réaction grille de contrôle-anode de la tétrode 4X-1000-A.

Du point de vue facilité de neutralisation cet exemple montre l'avantage du tube multigrille par rapport à la triode.

Diminution des impédances de sortie des électrodes

La troisième condition de neutralisation plus aisée des tubes à fréquence élevée qui est la diminution des impédances de sortie, a abouti à différentes conceptions de tubes modernes. D'une façon générale on a recherché à réduire la longueur des passages d'électrodes et à augmenter leur section ou leur nombre.

La méthode qui consiste à avoir plusieurs sorties en parallèle par électrodes, ces sorties traversant perpendiculairement le pied en verre du tube de façon à réduire leur longueur, a été mis en pratique par LCT en 1942 et par la Compagnie des Lampes qui a réalisé toute une série de tubes de puissances moyennes en utilisant cette technique.

Si l'on dispose ces sorties rectilignes en cercle, on arrive à la conclusion logique que la solution la plus favorable est le cylindre dont toutes ces sorties rectilignes représentent les génératrices. Cette solution a été adoptée dans le 3^e mode de réalisation décrit ci-dessus. Cependant, dans celle-ci l'avantage de la grande section des connexions est diminué par la longueur non négligeable de ces connexions.

En alliant les 2 principes : sorties cylindriques et traversée de ces sorties perpendiculairement au pied du tube, il semble que l'on obtienne une des meilleures dispositions possibles pour la réduction des impédances de sortie (Fig. 4).

D'autre part, les sorties cylindriques conviennent plus que toutes autres à la liaison avec un circuit coaxial qui peut être utilisé quand il s'agit de fréquences très élevées à des puissances importantes.

Optique électronique du tube

Nous venons d'examiner l'influence de la fréquence élevée sur la conception des tubes modernes de puissance pour des fréquences de fonctionnement supérieures à 100 Mc/s. Il est nécessaire d'y ajouter les conditions imposées par les autres performances que l'on est en droit d'attendre de tubes modernes : gain plus élevé, rendement égal, consommation de grilles faibles. Ces conditions conduisent à étudier très soigneusement l'optique électronique formée par les électrodes du tube afin d'obtenir une distribution des trajectoires électroniques favorables à ces desiderata.

On sait par exemple que le rendement du tube peut être affecté d'une façon importante dans la triode ou dans le tube multigrille par la répartition du potentiel entre électrodes en tenant compte de

la charge d'espace. L'influence de celle-ci est plus grande dans les tubes modernes à densité électronique élevée que dans les tubes plus anciens. Elle peut conduire, dans le cas où le potentiel continu et la disposition des électrodes ne sont pas suffisamment étudiés, à la formation, par la charge d'espace, d'une surface équipotentielle nulle ou même négative sur le trajet des électrons à certaines parties du cycle (et en particulier au moment où le courant est maximum) qui aboutissent à un retour d'une fraction importante du courant électronique vers cathode et grille et compromettent ainsi le fonctionnement du tube.

Fay Samuel et Shokley, dans une étude parue en janvier 1938, ont montré que par le calcul on pouvait déterminer les limites de position des électrodes, compte tenu du potentiel appliqué à celles-ci et de la densité électronique du faisceau de façon à éviter le phénomène dont il vient d'être fait mention.

En outre, il faut dans ces tubes attacher une importance particulière à la diminution des courants de grille dus aux électrons directs du faisceau qui viennent y aboutir au cours du cycle et en particulier au moment où le courant est maximum.

Là encore le calcul peut aider à résoudre ce problème, mais celui-ci pourra être étudié plus complètement à la cuve électrolytique. On s'attachera à disposer les électrodes de façon à focaliser les électrons et à vérifier qu'en particulier, au moment du cycle où le courant est maximum, les trajectoires passent toutes entre les fils de grille sans les rencontrer.

Toutefois, il faut tenir compte que l'étude des trajectoires électroniques à la cuve électrolytique n'est pas suffisante pour résoudre d'une façon sûre ce problème.

Des études en tube démontable sont en général nécessaires pour compléter les indications données par l'étude précédente.

Résumé des conditions

Nous pouvons donc résumer les conditions des tubes modernes pour fréquences élevées : distances inter-électrodes faibles, densités électroniques élevées, dissipation spécifique élevée, tension anodique réduite, capacité de réaction et impédances de sortie très faibles, séparation complète des espaces d'entrée et de sortie et gain élevé.

Nous avons vu que ces conditions conduisent logiquement à des réalisations dont les grandes lignes sont : cathode à oxydes, ou à filaments de tungstène thorié très serrés, montage des électrodes avec grande rigidité mécanique, traitement spécial des grilles pour éviter l'émission thermique de celles-ci, anode à grande dissipation spécifique conduisant presque toujours à l'utilisation d'anodes extérieures au tube et refroidies directement par ventilation forcée ou circulation d'eau, sortie de la grille formant écran par un disque ou un cylindre assurant une séparation complète des espaces d'entrée et de sortie, sorties des électrodes très courtes et à grandes sections, cette dernière condition pouvant être réalisée

soit par passages multiples ou par passages cylindriques perpendiculairement au pied du tube, positions des électrodes du tube étudiées de façon à réduire les courants de grille au minimum.

C'est en appliquant ces principes de construction que le Laboratoire Central de Télécommunications a étudié une série de tubes modernes pour télévision et modulation de fréquence ainsi que pour les applications aux problèmes de radar et de transmission radio-multiplex.

Les figures ci-après représentent les étapes de fabrication de 2 de ces tubes : une triode d'une puissance de 500 Watts environ à 600 Mc/s de caractéristiques semblables à celles du tube 6-C-22 américain et l'autre une tétrode donnant sa pleine puissance, soit 2 kW à 150 Mc/s.

Tout d'abord une étude très poussée des modes de réalisation des sorties coaxiales séparées par dalles de verre a été entreprise. Grâce à la précieuse collaboration de 2 sociétés françaises : les Acéries d'Imphy

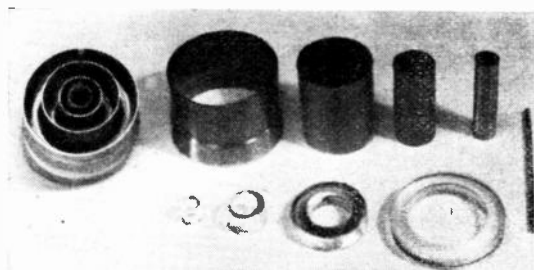


Fig. 6

et les Verreries de Bagneaux, un alliage capable de performances comparables à celles du kovar américain et un verre possédant le même coefficient de dilatation que cet alliage ont été mis à notre disposition pour ce travail.

Les premiers résultats de cette étude ont permis d'obtenir des pieds de tube dont les détails de fabrication sont représentés par les figures ci-après.

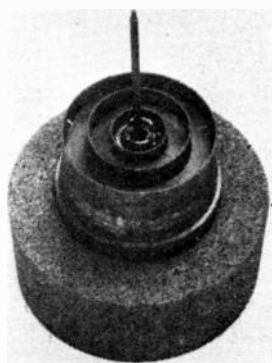


Fig. 7

Fig. 6 : Les pièces détachées du pied à sorties coaxiales sont formées par des cylindres d'alliage Dilver-P, des Acéries d'Imphy associées à des dalles de verre des Verreries de Bagneaux ayant même coefficient de dilatation. Le pied, après soudure, est représenté sur la gauche de la figure.

Fig. 7 : L'opération de soudure des pièces en Dilver-P et en verre est assurée par la cuisson dans un four à haute température de ces pièces assemblées sur un mandrin de graphite.

Fig. 8 : Le montage du filament d'une tétrode de 2 kW est fait par 4 supports de gros diamètre soudés sur les parties latérales des 2 premiers cylindres

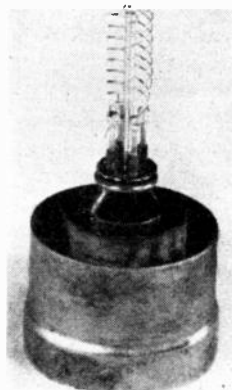


Fig. 8

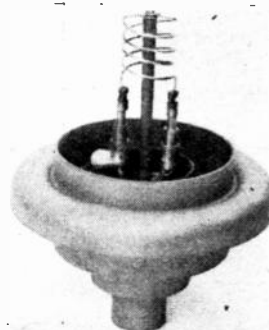


Fig. 9

du pied. Une tige centrale de gros diamètre contribue à assurer au filament une grande rigidité.

Fig. 9 : Dans le cas de la triode le montage du filament se fait de la même façon sur le pied qui ne possède que 3 cylindres de sortie.

Fig. 10 : Cette figure représente pour la tétrode 2 kW le filament associé à son mandrin de graphite spiralé servant à la carburation. L'opération de carburation est faite dans une cloche à H₂ par chauffage haute-fréquence du mandrin à la température de 2000° environ pendant quelques minutes. Ce mode de carburation assure une grande régularité de for-

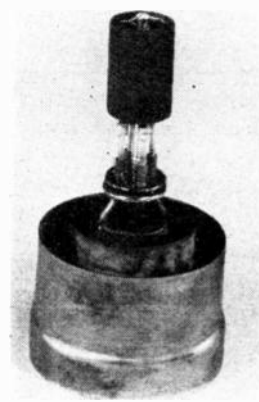


Fig. 10

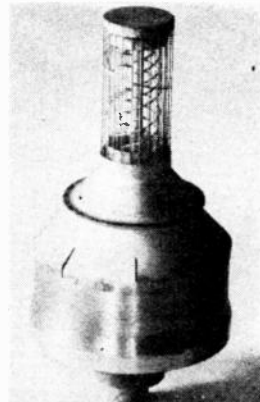


Fig. 11

mation de la couche de carbure de tungstène d'une extrémité à l'autre du filament alors que les autres procédés qui consistent à chauffer le filament en atmosphère d'hydrocarbure par passage du courant dans le filament lui-même, provoque parfois des irrégularités de carburation dues au refroidissement des extrémités par les tiges support. De plus, le

mandrin de graphite qui maintient le filament dans la forme exacte qu'il doit conserver, évite toute déformation de celui-ci pendant cette opération qui est la plus dangereuse de celles que le filament a à supporter. C'est pendant cette carburation en effet, alors que le filament n'est pas encore cristallisé, qu'il risque le plus, porté à haute température, de se déformer si chaque spire n'est pas mécaniquement maintenue.

Fig. 11 : Cette figure représente le montage des 2 grilles de la tétrode 2 kW fixées par des cônes métalliques sur les pourtours des 3^e et 4^e cylindres.

La fixation est faite par soudure sur une embase elle-même soudée ou brasée sur le cylindre en question. L'ensemble est non seulement mécaniquement rigide mais symétrique. Cette fixation assure aux grilles une grande stabilité que ne pourrait leur donner une fixation par plusieurs tiges de formes coudées comme il est d'usage de le faire dans les tubes classiques.

Cette grande rigidité permet la réalisation de très faibles espaces entre électrodes. La seconde grille forme écran complet jusqu'à sa liaison au circuit extérieur, entre les espaces d'entrée et de sortie du tube lui-même.

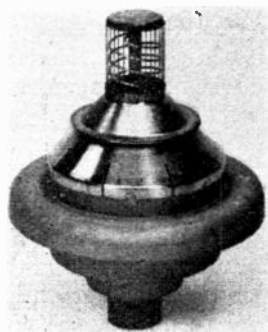


Fig. 12

Fig. 12 : Cette figure représente le montage de la grille de la triode avec la même technique fig. 13 et 14. Ces figures représentent les anodes des deux tubes. Dans les 2 cas elles sont réalisées par un cylindre de cuivre sur lequel a été brasée une partie métallique de l'alliage soudable au verre. Le verre de l'ampoule assure uniquement l'isolement entre anode et

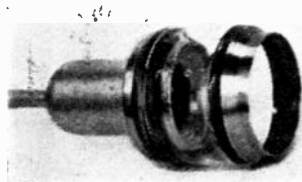


Fig. 13

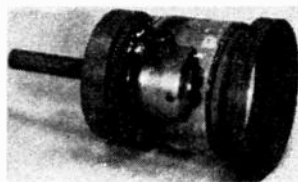


Fig. 14

grille. Il se présente sous la forme simple d'un cylindre et l'opération de soudure de ce tube sur le métal est faite par emboutissage de l'alliage chauffé soit en haute fréquence, soit au chalumeau, sur la tranche du tube de verre. A l'autre extrémité du tube de

verre est soudé, par cette même méthode, un anneau de l'alliage destiné à être soudé ou brasé au pied du tube qui porte le filament et les grilles.

A l'extrémité inférieure de l'anode est placée la tubulure servant au vide. Elle peut être entièrement métallique et permet ainsi une évacuation plus rapide des gaz dégagés au cours de l'opération de pompages grâce à une section plus importante que celle des tubulures en verre.

Fig. 15 : Cette figure représente l'assemblage des 2 parties de la tétrode 2 kW pour le scellement final. Les 2 parties sont centrées mécaniquement sur les 2 poupées d'un tour vertical et l'opération de scellement consistant en une brasure ou soudure de 2 pièces métalliques ne nécessite plus les petits déplacements

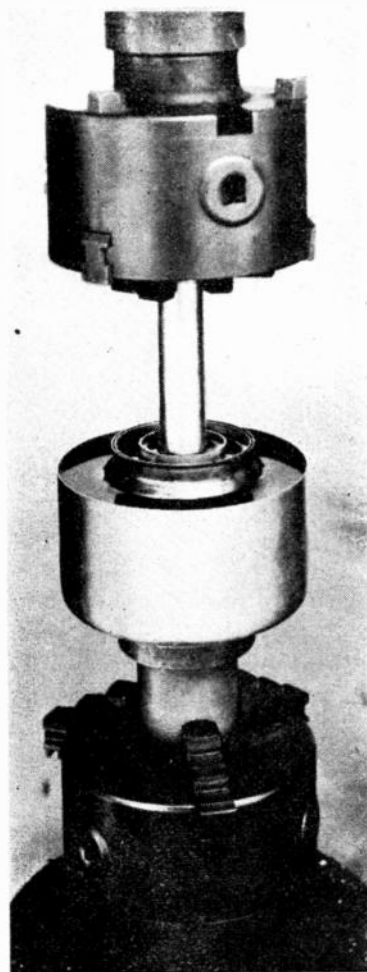


Fig. 15

de ces parties l'une par rapport à l'autre au cours du scellement comme c'est le cas en général lorsque ce scellement est assuré par la soudure de 2 pièces de verre.

La soudure ou brasure se faisant au voisinage de parties de verre, celles-ci peuvent être protégées par un refroidissement d'air ou d'eau. Dans le cas illustré par la figure 15 un récipient d'eau entoure le tube et refroidit les parties de verrerie. Grâce à la très faible conductibilité thermique de l'alliage à souder, on peut d'ailleurs réaliser cette opération

aisément et le refroidissement des parties verre au voisinage de la soudure est plus une sécurité supplémentaire qu'une nécessité absolue. L'apport de chaleur étant très localisé, on ne risque pas d'oxyder la structure pendant cette opération.

Fig. 16 : cette figure représente la tétrode de 2 k W terminée et munie de ses ailettes de refroidissement.

Fig. 17 : Celle-ci représente la triode de 500 Watts également terminée.

On peut, d'après les dimensions et les formes de ces lampes juger rapidement de la très grande transformation qu'ont subi les tubes d'émission ces dernières années. Ceci n'a pu être réalisé qu'en transformant également les machines, outillages et stations de pompage et d'essais utilisés jusqu'alors pour la fabrication des tubes conventionnels. Du point de vue mécanique, par exemple la réalisation de pieds à sorties cylindriques nécessite des tra-

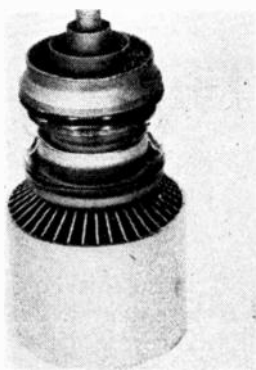


Fig. 16



Fig. 17

vaux d'emboutissage plus importants et les machines telles que presse d'emboutissage, tours à repousser doivent être utilisés en plus grand nombre.

D'autre part, les raccords des pièces métalliques de ces tubes se font de préférence par brasure afin d'assurer aux hautes fréquences une continuité absolue des conducteurs et dans plusieurs cas ces brasures doivent être étanches au vide. De nouveaux fours spéciaux étudiés pour la technique des brasures, sont de plus en plus utilisés.

En ce qui concerne la partie verrerie et sa liaison au métal, les travaux compliqués tels que pieds à nombreuses traversées, scellements verre-cuivre, sorties de grille séparées au milieu du ballon, scellement verre-verre final du tube sont remplacés par des opérations simples de scellements de pièces de verre au métal s'effectuant au four, ou par l'embou-

tissage de cylindres de verre dans le métal chauffé au chalumeau ou en haute-fréquence et par la fermeture du tube sous la forme de brasure ou de soudure de deux parties métalliques sur un touret assurant le centrage des pièces à assembler.

On tire ainsi avantage du remplacement de travaux difficiles et délicats par des opérations assurant une plus grande régularité de fabrication. Cette nouvelle technique nécessite l'utilisation de nombreux fours à haute température.

Dans l'atelier de montage, les opérations devant être plus précises et plus mécaniques, l'outillage doit être beaucoup plus important que pour les tubes de techniques plus anciennes. Pour les opérations de carburation, les cathodes des tubes modernes de puissance étant réalisées en fils de tungstène thorié jusqu'aux tubes de grande puissance, il est nécessaire d'utiliser des postes de carburation de puissance élevée avec une technique nouvelle.

Le pompage de tubes à filament de tungstène thorié de puissance élevée nécessite une évacuation rapide des gaz dégagés au cours des traitements des électrodes afin d'éviter une détérioration de la couche émissive du filament. Cette condition est indispensable. A cet effet, la technique des tubulures métalliques de bien plus grande section que les tubulures en verre offre un avantage important ; dans ces conditions la limitation du débit est reportée sur la capacité des pompes à vide et la section de la canalisation. Afin d'obtenir le maximum de vitesse d'évacuation il est nécessaire d'avoir des pompes de plus grand débit et une canalisation courte, de grosse section, si possible métallique à l'endroit du raccord avec la tubulure du tube. Les stations de pompage nouvelles sont donc assez différentes des stations ordinaires.

D'autre part, la fermeture du queusot métallique nécessite des presses portatives d'une force de l'ordre de plusieurs tonnes, appareils non utilisés jusqu'à ce jour dans un atelier de pompage.

Enfin même aux essais, les tubes modernes à fréquence élevée nécessitent des postes de vérification différents, adaptés à ces fréquences supérieures. Une évolution des moyens et des méthodes de travail apparaît donc actuellement dans les ateliers de construction de tubes à vide parallèlement à la transformation que subissent ces tubes.

Il est certain que l'industrie française a actuellement un capital technique suffisant pour prendre une place importante dans le domaine délicat des tubes d'émission modernes, qu'elle travaille ardemment dans cette voie et qu'elle est en train de franchir une étape importante en utilisant des procédés industriels nouveaux grâce à la mise en œuvre d'un outillage qui se modernise chaque jour.

L'ABSORPTION IONOSPHERIQUE ET LE CALCUL DES CHAMPS A DISTANCE

PAR

A. HAUBERT

SOMMAIRE

La théorie de l'absorption des ondes dans l'ionosphère a fait l'objet de nombreuses études dispersées dans une abondante littérature et rédigées en des langues diverses. Le but de cet article est de rassembler, en français, les résultats essentiels auxquels sont arrivés les divers auteurs. Les paramètres utilisés ont été autant que possible unifiés afin de faciliter la compréhension des calculs.

Ces derniers augmentent progressivement en complexité au fur et à mesure qu'on tient compte d'un nombre de plus en plus grand de phénomènes physiques ayant leur siège dans l'ionosphère. Le champ magnétique terrestre, en particulier, rend l'ionosphère anisotrope et la marche des rayons dépend alors de la direction de propagation, de la latitude des stations en liaison, etc. Les problèmes posés deviennent souvent mathématiquement inextricables.

Aussi parallèlement à une recherche scientifique délicate et non encore en pleine possession de ses moyens, des méthodes semi-empiriques de calcul ont été élaborées en vue de satisfaire aux exigences des radiocommunications. Ces méthodes, employées actuellement par les techniciens des radiocommunications, seront décrites dans une publication ultérieure.

INTRODUCTION

Le calcul des fréquences maxima utilisables (MUF) a été exposé dans un article publié récemment dans l'Onde Electrique par le R. P. Lejay (1). L'auteur y a montré comment les études théoriques et expérimentales avaient fourni les bases d'une technique d'exploitation qui, tout en présentant encore certaines lacunes, n'en est pas moins particulièrement précieuse pour la sécurité des radiocommunications.

Cependant, l'expérience montre que s'il existe une fréquence maximum utilisable à un instant donné et pour une liaison donnée, il existe aussi dans les mêmes conditions, une fréquence minimum utilisable. Mais alors que la fréquence maximum utilisable joue le rôle d'une fréquence de coupure du milieu de propagation et ne peut être transgressée, la fréquence minimum utilisable dépend, d'une part de

la puissance des émetteurs et, d'autre part de la sensibilité et surtout du rapport signal/bruit à la réception.

Les études théoriques, dont l'exposé fera l'objet de la 1^{re} partie de cet article, présentent des difficultés considérables et les expériences de contrôle se sont montrées de leur côté si délicates, qu'on ne peut encore dire que l'ensemble ait atteint un degré de développement satisfaisant. Néanmoins les nécessités des radiocommunications ont conduit à élaborer, en dépit de ces difficultés, des méthodes semi-empiriques permettant de calculer, soit la fréquence minimum utilisable avec un équipement déterminé, pour une liaison et pour une heure données, soit, avec le même équipement et pour une fréquence donnée, le champ reçu en fonction de la distance et de l'heure. L'exposé de ces dernières méthodes constituera la 2^e partie de cet article, elle sera publiée ultérieurement.

1^{re} PARTIE

L'ABSORPTION IONOSPHERIQUE

La théorie de l'absorption des ondes dans l'ionosphère, ne peut être complète, si on ne tient pas compte de l'existence du champ magnétique terrestre. Les calculs revêtent une assez grande complexité parce qu'il faut faire des hypothèses sur les directions relatives du champ magnétique terrestre et du champ électrique de l'onde incidente : c'est pourquoi, nous pensons qu'il est préférable

d'aborder le problème, en négligeant le champ magnétique terrestre, et, après avoir établi les formules de base, de montrer comment elles se modifient lorsqu'on fait intervenir celui-ci.

Précisons d'abord quelques points importants. Le champ émis par une source ponctuelle, (à grande distance, l'aérien d'un émetteur peut être considéré comme simplement ponctuel) subit un affaiblissement obéissant à la loi de l'inverse de la distance, par suite de l'expansion sphérique de l'énergie. Le logarithme de l'inverse de la distance est appelé

(i) Voir l'O. E. de juillet 1948 (N° 256).

décroissement de distance δ_1 . Prenant pour base, le logarithme F du champ d'un émetteur donné, mesuré à la distance unité, le logarithme du champ reçu en un point situé à une distance D pourra s'exprimer par :

$$(1) \quad F' = F - \delta_1 (D)$$

Si, en réalité le champ reçu F'' est inférieur à F' , on dit qu'il y a absorption et on appelle δ_2 le décroissement d'absorption, on écrira :

$$(2) \quad F'' = F' - \delta_2 = F - \delta_1 (D) - \delta_2.$$

Ce décroissement d'absorption n'est pas simple. Nous ne pouvons mesurer généralement que sa valeur globale car si nous suivons le chemin parcouru par les ondes, nous pouvons voir qu'il peut exprimer soit un coefficient de réflexion, soit un coefficient de transmission aux points de discontinuité de l'ionosphère, soit un coefficient d'atténuation si les ondes ont à traverser des régions absorbantes d'une certaine épaisseur. De plus, si le rayon joignant l'émetteur au récepteur subit plusieurs réflexions entre le sol et l'ionosphère, le coefficient de réflexion du sol entre encore dans la constitution de δ_2 . Nous reviendrons sur ces questions dans la deuxième partie de cette étude.

Nous aborderons pour commencer le problème de l'absorption d'une onde électromagnétique, dans un milieu homogène ionisé.

Propagation dans un gaz d'électrons pur.

Nous rappellerons brièvement que le mouvement d'un électron libre soumis à un champ électrique de la forme $E = E_0 \exp(j\omega t)$ est régi par l'équation :

$$(3) \quad m \frac{d^2 x}{dt^2} = -e E$$

(système d'unités MKS rationalisé)

Sa vitesse de déplacement est par suite :

$$(4) \quad \frac{dx}{dt} = -\frac{e}{m} \frac{E}{j\omega} \quad m \text{ s}^{-1}$$

et si N est le nombre d'électrons libres contenus dans un mètre cube, le mouvement d'ensemble des électrons sous l'effet du champ est équivalent à un courant de densité :

$$(5) \quad J_2 = (-Ne) \frac{dx}{dt} = \frac{E}{j\omega} \cdot \frac{Ne^2}{m} \quad A \text{ m}^{-2}$$

Ce courant dû au déplacement des charges se superpose au courant de déplacement, de densité :

$$(6) \quad J_1 = \varepsilon_0 \frac{dE}{dt} = j\omega \varepsilon_0 E \quad A \cdot m^{-2}$$

où $\varepsilon_0 = \frac{1}{36 \pi 10^9}$ farad. m^{-1} (pouvoir inducteur spécifique du vide)
pour donner un courant total de densité :

$$(7) \quad J = J_1 + J_2 = j\omega \left(\varepsilon_0 - \frac{Ne^2}{m\omega^2} \right) E$$

On voit que tout se passe comme si le pouvoir inducteur spécifique du gaz d'électrons pur était :

$$(8) \quad \varepsilon = \varepsilon_0 - \frac{Ne^2}{m\omega^2}$$

Nous avons montré (2) que la propagation d'une onde électromagnétique transversale dans un tel milieu était équivalente à la propagation d'une

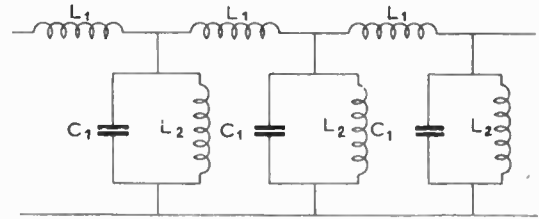


Fig. 1

tension (ou d'un courant) dans une ligne constituée d'éléments uniformément répartis, disposés suivant la Fig. 1 et tels que :

$$L_1 = \mu_0 (\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{ henry } m^{-1})$$

$$C_1 = \varepsilon_0 \text{ farad. } m^{-1}$$

$$\frac{1}{L_2} = \frac{Ne^2}{m} \text{ henry}^{-1} \cdot m^{-1}$$

L'impédance série d'une telle ligne, et, par extension, du milieu ionisé, est :

$$(9) \quad Z = j\omega \mu_0 \quad \text{ohms} \cdot m^{-1}$$

son admittance shunt :

$$(10) \quad Y = j\omega \varepsilon_0 + \frac{1}{j\omega \frac{m}{Ne^2}} \text{ mhos} \cdot m^{-1}$$

son impédance caractéristique :

$$(11) \quad Z_0 = \sqrt{\frac{Z}{Y}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0 - \frac{Ne^2}{m\omega^2}}}$$

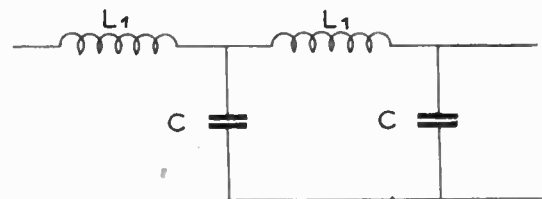


Fig. 2

Et enfin, sa constante de propagation :

$$(12) \quad \Gamma = \sqrt{ZY} = \sqrt{\mu_0 \frac{Ne^2}{m} - \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2}$$

Ce sont les caractères d'une ligne sans pertes.

Le vide étant équivalent au point de vue propagation à une ligne à constantes uniformément réparties, représentée par la figure 2, on voit que la présence d'électrons libres dans le gaz correspond

à l'adjonction dans la ligne équivalente, d'une admittance parallèle inductive de valeur :

$$\frac{Ne^2}{m} \text{ henry}^{-1}, m = 1 \quad (\text{fig. 1}).$$

L'adjonction de cette admittance parallèle inductive, donne à la ligne le caractère d'une ligne passe-haut dont la fréquence de coupure, donnée par la relation :

$$(13) \quad \frac{Ne^2}{m\omega^2} - \varepsilon_0 = 0$$

est égale à :

$$(14) \quad f_c = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{Ne^2}{m\varepsilon_0}}$$

Cette fréquence est appelée la fréquence critique du milieu ionisé. Ces calculs s'appliquant à un gaz hypothétique d'électrons purs, on peut considérer qu'ils représentent approximativement les phénomènes dans un gaz réel très raréfié.

Dans les gaz réels, de raréfaction finie, il y a lieu de tenir compte des chocs des électrons contre les molécules ou les atomes du gaz. Au cours de ces chocs, les électrons perdent l'énergie cinétique qui leur avait été communiquée par l'onde incidente. Il y a donc transformation d'énergie au cours de la propagation et atténuation de l'onde transmise.

La théorie de cette atténuation par les chocs, a été formulée, la première fois, par Lorentz (4), elle a été reprise ensuite par Larmor, Elias, Lassen, etc. [3, 5, 6, 7]. Elle est exposée maintenant dans tous les ouvrages classiques. [8,9]. Nous la reprendrons ici sous une forme condensée en vue de faciliter au lecteur la compréhension des paragraphes qui suivront, en le familiarisant avec les notations que nous avons adoptées.

Propagation dans un gaz ionisé.

Soit n le nombre des électrons libres contenus, à un instant donné, dans une unité de volume. Si ν est le nombre moyen des chocs subis par un électron en une seconde, chaque électron subira pendant le temps dt , une moyenne de νdt chocs et pour les n électrons, on observera en moyenne $n \nu dt$ chocs. Cela signifie que, en moyenne, $dn = n \nu dt$ électrons rencontreront une molécule de gaz.

À la fin du temps dt , il ne subsistera que $n - dn$ électrons libres n'ayant pas subi de choc. Si nous considérons dn comme la différentielle de la fonction n représentant le nombre des électrons qui, parmi l'ensemble des électrons considérés à l'origine, n'ont pas subi de choc pendant toute la durée de temps t , nous écrirons :

$$(15) \quad dn = - n \nu dt$$

ou :

$$(16) \quad \frac{dn}{n} = - \nu dt$$

En intégrant séparément les deux membres, il vient :

$$(17) \quad \ln n = - \nu t + e^{e^t}$$

ou :

$$(18) \quad n = C e^{-\nu t} + e^{-e^t}$$

Si N est la densité électronique à l'instant $t = 0$ on a :

$$(19) \quad n = N e^{-\nu t}$$

Supposons qu'un agent ionisant extérieur maintienne constant le nombre d'électrons libres par m^3 . Soit N ce nombre. Nous allons montrer qu'on peut le considérer, à un instant t quelconque, comme constitué par la sommation de $-\infty$ à t des électrons ayant subi leur dernier choc entre l'instant t_1 et $t_1 + dt_1$.

En effet à l'instant t_1 il existe N électrons libres par m^3 dont il ne subsiste à l'instant t , en vertu de (19), que :

$$(20) \quad n_1 = N e^{-\nu(t-t_1)}$$

électrons n'ayant pas subi de chocs entre t_1 et t . De même à l'instant $t_1 + dt_1$, il existe aussi, dans le même mètre cube, N électrons libres, dont il ne subsistera à l'instant t , que :

$$(21) \quad n_2 = N e^{-\nu(t-(t_1+dt_1))}$$

électrons n'ayant pas subi de chocs entre $t_1 + dt_1$ et t .

La différence :

$$dn = n_2 - n_1$$

représente le nombre des électrons libres à l'instant t , et ayant subi leur dernier choc entre l'instant t_1 et l'instant $t_1 + dt_1$.

Si nous considérons t comme fixe et t_1 comme variable, nous pouvons écrire :

$$(22) \quad dn = N e^{-\nu t} d(e^{\nu t_1}) = N e^{-\nu t} \nu e^{\nu t_1} dt_1$$

En intégrant de $-\infty$ à t on trouve :

$$(23) \quad \int_{-\infty}^t dn = N e^{-\nu t} \int_{-\infty}^t \nu e^{\nu t_1} dt_1 = N$$

Ceci établi, nous admettrons de plus qu'un électron perd au cours d'un choc toute l'énergie cinétique qui lui a été communiquée par l'onde incidente $E = E_0 \exp(j\omega t)$ depuis le choc précédent. Pour faciliter les écritures nous poserons $t_1 = t - \tau$.

La vitesse acquise par l'électron sous l'influence du champ électrique de l'onde, depuis le dernier choc, est donnée, d'après (3), par :

$$(24) \quad v = \int_{t-\tau}^t \frac{e E_0}{m} \exp[j\omega t] dt$$

ou :

$$(25) \quad v = \frac{e E_0 \exp[j\omega t]}{m j\omega} [\exp[-j\omega\tau] - 1]$$

Or parmi les N électrons existant à l'instant t dans un volume unité, il y a d'après (22) :

$$(26) \quad dn = N \exp[-\nu t] \nu \exp[\nu(t-\tau)] d(t-\tau).$$

ou :

$$(27) \quad dn = - N \nu \exp[-\nu\tau] d\tau$$

électrons ayant subi leur dernier choc entre $t - \tau$ et $t - (\tau + d\tau)$. Ces dn électrons en mouvement

produisent une densité de courant élémentaire égale à :

(28)

$$dJ_2 = -e v dn = \frac{Ne^2 E}{m j \omega} v \left[\exp[-\tau(j\omega + v)] - \exp[-v\tau] \right] d\tau.$$

La densité du courant électrique total sera obtenue en sommant cette expression de 0 à N , c'est-à-dire de $\tau = \infty$ à $\tau = 0$; soit :

(29)

$$J_2 = \frac{Ne^2 E}{m j \omega} v \int_{\infty}^0 \left[\exp[-\tau(j\omega + v)] - \exp[-v\tau] \right] d\tau$$

ou :

$$(30) \quad J_2 = \frac{Ne^2 E}{m j \omega} v \left[\frac{1}{v} - \frac{1}{j\omega + v} \right]$$

ou encore :

$$(31) \quad J_2 = \frac{Ne^2 E}{m j \omega + v}$$

En séparant les parties réelle et imaginaire, il vient :

$$(32) \quad J_2 = \frac{Ne^2 E}{m} \left[\frac{v}{\omega^2 + v^2} - \frac{j\omega}{\omega^2 + v^2} \right]$$

En ajoutant à cette expression le courant de déplacement :

$$(33) \quad J_1 = j\omega \varepsilon E$$

on obtient l'expression du courant total :

(34)

$$J = J_1 + J_2 = \left[\frac{Ne^2 v}{m \omega^2 + v^2} + j\omega \left[\varepsilon - \frac{Ne^2}{m(\omega^2 + v^2)} \right] \right] E.$$

En posant :

$$(35) \quad \sigma = \frac{Ne^2 v}{m \omega^2 + v^2}, \quad \varepsilon' = \varepsilon - \frac{Ne^2}{m(\omega^2 + v^2)}$$

On peut mettre l'expression 34 sous la forme :

$$(36) \quad J = \sigma E + j\omega \varepsilon' E.$$

On voit ainsi qu'un gaz ionisé constitue, au point de vue électromagnétique, un milieu de conductibilité σ et de pouvoir inducteur spécifique ε' , définis par les expressions ci-dessus. Les chocs, entre électrons et molécules, ont pour effet de modifier l'expression du pouvoir inducteur spécifique, établie dans le cas d'un gaz d'électrons pur, et de faire apparaître une dissipation d'énergie sous la forme d'une conductibilité du milieu.

On sait que, dans les gaz les quantités μ et ε sont peu différentes de μ_0 et ε_0 (dans le vide).

Si on continue à appeler fréquence critique, la fréquence pour laquelle $\varepsilon' = 0$, on voit qu'elle est différente de la fréquence critique sans chocs. La prise en considération des chocs a pour effet, pour une densité d'ionisation donnée, d'étendre, vers le bas, la bande des fréquences transmises comme on peut le voir sur les courbes de la fig. 3.

Si nous introduisons ces dernières expressions, dans le calcul de la ligne équivalente, nous obtenons,

pour l'impédance série :

$$Z = j\omega \mu_0$$

(expression inchangée),

pour l'admittance shunt :

$$(37) \quad Y = j\omega \left(\varepsilon_0 - \frac{Ne^2}{m(\omega^2 + v^2)} \right) + \frac{Ne^2 v}{m \omega^2 + v^2}$$

Ce qui conduit à donner, à la ligne équivalente, la structure représentée fig. 4.

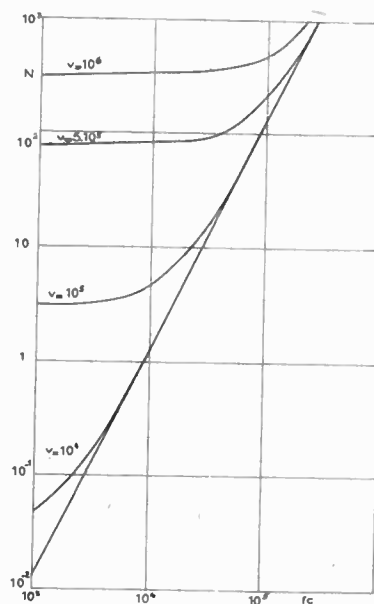


Fig. 3

Remarquons en passant, que nous pouvons remplacer l'inductance L_2 et la résistance R en parallèle par une inductance L'_2 et une résistance R' disposées en série.

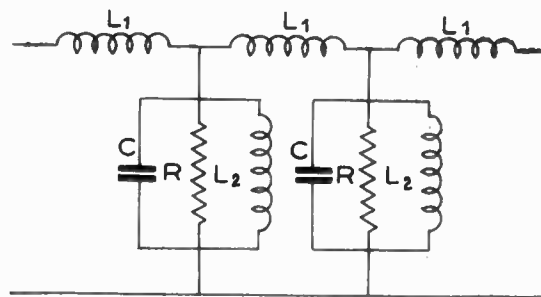


Fig. 4

Nous avons comme admittances parallèles :

$$\frac{1}{R} = \frac{Ne^2 v}{m \omega^2 + v^2} \text{ et } \frac{1}{L_2 \omega} = \frac{Ne^2 \omega}{m \omega^2 + v^2}$$

Les admittances séries équivalentes sont :

$$(38) \quad R' = \frac{\frac{1}{R}}{\frac{1}{R^2} + \frac{1}{L_2^2 \omega^2}} = \frac{m}{Ne^2} v$$

$$(39) \quad L'_2 \omega = \frac{1}{\frac{1}{L_2 \omega} + \frac{1}{R^2}} = \frac{m}{Nc^2} \omega$$

ou :

$$(40) \quad L'_2 = \frac{m}{Nc^2}$$

Quoique cette transformation ne présente guère d'avantage particulier, au point de vue de la conduite des calculs, elle fait apparaître une structure de

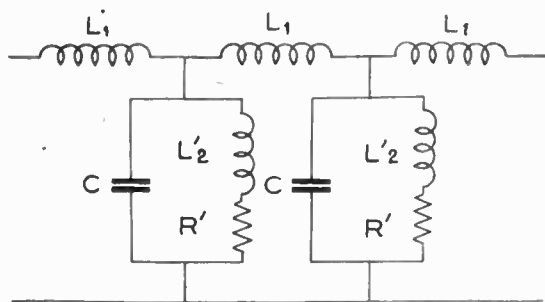


Fig. 6

ligne équivalente représentée fig. 5 dont les éléments sont cette fois, indépendants de la fréquence et ainsi plus conformes aux éléments physiques d'une ligne réelle.

En remplaçant $\frac{Nc^2}{m \varepsilon_0}$ par ω_0^2 (carré de la pulsation critique en l'absence de choc) nous pouvons écrire :

$$(41) \quad Y = j \omega \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \nu^2} \right) \times \varepsilon_0 \nu \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \nu^2}$$

L'impédance caractéristique devient :

$$(42) \quad Z_0 = \sqrt{\frac{j \omega \mu_0}{j \omega \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \nu^2} \right) + \varepsilon_0 \nu \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \nu^2}}}$$

et la constante de propagation :

$$(43) \quad \Gamma = \sqrt{-\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \nu^2} \right) + j \omega \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\omega_0^2 \nu}{\omega^2 + \nu^2}}$$

Ecrivons cette expression sous la forme $\alpha + j \beta$ il vient :

$$(44) \quad \alpha = \sqrt{\frac{\sqrt{A^2 + B^2} - A}{2}}$$

$$(45) \quad \beta = \sqrt{\frac{\sqrt{A^2 + B^2} + A}{2}}$$

avec :

$$(46) \quad A = -\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \nu^2} \right)$$

$$(47) \quad B = \omega \varepsilon_0 \mu_0 \nu \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \nu^2}$$

Il vient : (48)

$$\alpha = \sqrt{\frac{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0}{2} \left[\sqrt{\frac{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \omega^2 \nu^2}{\omega^2 (\omega^2 + \nu^2)}} - \frac{\omega^2 - \omega_0^2 + \nu^2}{\omega^2 + \nu^2} \right]}$$

(49)

$$\beta = \sqrt{\frac{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0}{2} \left[\sqrt{\frac{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \omega^2 \nu^2}{\omega^2 (\omega^2 + \nu^2)}} + \frac{\omega^2 - \omega_0^2 + \nu^2}{\omega^2 + \nu^2} \right]}$$

Ces expressions peuvent être rendues facilement calculables par logarithmes en posant :

$$x = \frac{\omega_0}{\omega}, \quad a = \frac{\nu}{\omega_0}, \quad y = \frac{1}{x^2 + a^2}, \quad \text{tg } \varphi = \frac{a y}{x(y - z)}$$

Il vient alors :

$$\alpha = \frac{\omega_0}{c} x \sqrt{\frac{y - 1}{\cos \varphi}} \cdot \cos \frac{\varphi}{2}$$

$$\beta = \frac{\omega_0}{c} x \sqrt{\frac{y - 1}{\cos \varphi}} \cdot \sin \frac{\varphi}{2}$$

La figure 6 représente des variations de $\frac{c}{\omega_0} \alpha$ en fonction de x et de z .

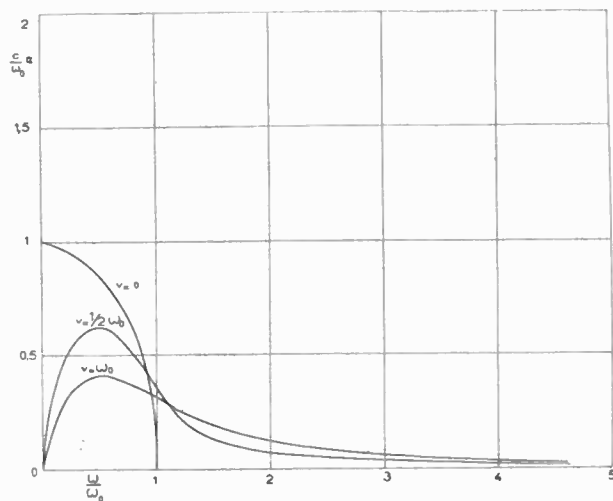


Fig. 6

Quant à la figure 7 elle représente les variations du rapport :

$$\frac{v}{c} = \frac{\omega}{c} - \frac{1}{\beta} = \sqrt{\frac{\cos \varphi}{y - 1}} \cdot \frac{1}{\sin \varphi/2}$$

où v est la vitesse de phase.

On peut déduire de l'aspect de ces courbes que :

1° pour $\nu = 0$, il y a propagation sans pertes pour toutes les fréquences supérieures à $\omega_0/2\pi$.

et atténuation pour toutes les fréquences inférieures, pour lesquelles on ne peut d'ailleurs plus parler de propagation de phase.

2° pour $v \neq 0$, la vitesse de phase croît lorsque la fréquence diminue, passe par un maximum puis décroît à nouveau pour devenir inférieure à la vitesse de la lumière pour les fréquences très basses.

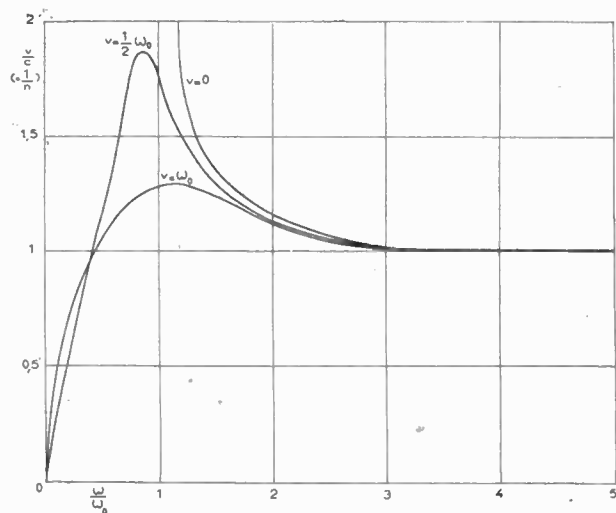


Fig. 7

En même temps l'atténuation croît d'abord lentement, puis plus rapidement au voisinage de $\omega = \omega_0$; passe ensuite par un maximum et décroît à nouveau pour être nulle à la fréquence zéro.

On remarquera que pour une fréquence quelque peu plus élevée que ω_0 l'atténuation augmente quand v augmente; alors que, pour les fréquences inférieures, c'est le contraire qui se produit. Une augmentation de la température des électrons ayant pour effet d'augmenter la fréquence de collision de ceux-ci, l'absorption augmentera pour les ondes de fréquences élevées et sera réduite pour les ondes de fréquences basses. La zone de transition étant aux environs de ω_0 . Cette constatation est à rapprocher du phénomène d'absorption des ondes courtes et du renforcement des ondes longues pendant une perturbation ionosphérique à début brusque. On remarquera aussi que pour les ondes de fréquence supérieure à environ $1/2 \cdot \omega_0/2\pi$, l'augmentation du nombre des chocs rapproche la vitesse de phase de la vitesse de la lumière dans le vide, réduisant ainsi les effets de réfraction.

Application à l'ionosphère.

Les théories électroniques de l'ionosphère avaient, en quelque sorte, précédé l'expérience; la naissance de celle-ci devait les développer considérablement sous l'impulsion d'Appleton et de ses collaborateurs (10, 11).

Nous avons, dans ce qui précède, représenté le champ électrique d'une onde électromagnétique par une fonction du temps et de l'espace de la forme :

$$(50) \quad e^{j\omega t} \cdot e^{-\Gamma r},$$

puis établi les expressions des termes imaginaires α et β de la constante de propagation Γ en fonction des paramètres caractéristiques du milieu de propagation.

Cette fonction peut aussi s'écrire :

$$(51) \quad e^{j\omega t} \cdot e^{-jkn r}$$

où $n = \frac{c}{v}$ est l'indice de réfraction (rapport de la vitesse de la lumière à la vitesse de phase) et $K = \omega/c$.

L'indice de réfraction n est en général complexe et il peut être mis sous la forme :

$$(52) \quad n = p - jq$$

Il est facile d'établir les relations de correspondance :

$$(53) \quad p = \frac{c\beta}{\omega}, \quad q = \frac{c\alpha}{\omega}$$

et :

$$n = \frac{c}{j\omega} \Gamma$$

Appleton introduit deux nouveaux paramètres :

$$(54) \quad X = -\frac{\omega_0^2}{\omega}$$

$$(55) \quad Y = \frac{\omega v}{\omega_0^2}$$

Ce qui permet d'écrire, en développant 43, et en remarquant que : $\varepsilon_0 \mu_0 = 1/c^2$

$$(56) \quad n^2 = -\frac{c^2}{\omega^2} \Gamma^2 = 1 + \frac{1}{X + jY}$$

Comme d'après (52) :

$$(57) \quad n^2 = (p - jq)^2,$$

On tire de l'égalité de 56 et 57 les relations :

$$(58) \quad p^2 - q^2 = 1 - \frac{X}{X^2 + Y^2}$$

$$(59) \quad 2pq = \frac{Y}{X^2 + Y^2}$$

Appleton et Booker emploient la lettre μ au lieu de p , p au lieu de ω et k au lieu de α ; nous n'avons pas suivi leurs notations afin d'éviter des confusions avec celles que nous avons adoptées dès le début de cette note).

On tire de 58 et 59 :

$$(60) \quad p = \sqrt{\frac{\sqrt{1 + \frac{2X + 1}{X^2 + Y^2}} + 1 + \frac{X}{X^2 + Y^2}}{2}}$$

$$(61) \quad q = \sqrt{\frac{\sqrt{1 + \frac{2X + 1}{X^2 + Y^2}} - \left(1 + \frac{X}{X^2 + Y^2}\right)}{2}}$$

C'est ici que l'expérience des sondages ionosphériques a conduit Appleton à considérer deux cas extrêmes de propagation :

1°) le cas de la traversée, par les ondes, d'une région dont l'ionisation, c'est-à-dire la fréquence critique, est faible relativement à la fréquence incidente, mais où le nombre des chocs est suffisamment élevé pour provoquer une absorption notable. C'est le cas des basses régions de l'ionosphère, comme la région D, où l'absorption est dite non sélective ou encore non déviative, parce que l'indice de réfraction y reste voisin de 1 et pratiquement indépendant de la fréquence incidente.

2°) le cas de la pénétration par les ondes de la région réfléchissante jusqu'au point où la réflexion a effectivement lieu. On est ici très près de la fréquence critique et l'indice de réfraction s'approche de zéro en variant très vite avec la fréquence. L'absorption est dite, dans ce cas, sélective, ou encore déviative.

Nous allons, avec Appleton, analyser ces deux cas :

1°) Absorption non sélective.

Dans ce cas, le rapport $X = \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2$ est très grand et p est voisin de 1. On peut donc écrire approximativement d'après (59).

$$(62) \quad q = \frac{1}{2} \frac{Y}{X^2 + Y^2}$$

d'où, par substitution de paramètres :

$$(63) \quad \alpha = \frac{\omega_0^2}{2c} \frac{v}{\omega^2 + v^2}$$

Nous voici en possession d'une formule du coefficient d'absorption dans une région basse de l'ionosphère, mais il nous manque une donnée fondamentale pour calculer l'affaiblissement subi par l'onde dans la traversée de cette région, c'est son épaisseur.

Pour lever cette difficulté, Appleton a supposé [12] que la région absorbante était une région dite de Chapman (c'est-à-dire où la distribution de l'ionisation était commandée par la loi de production des électrons établie par Lenard, à savoir :

$$(64) \quad q = q_0 \exp [1 - z - [\exp (-z)] \cdot \sec x]$$

où x est la hauteur zénithale du soleil,

$z = \frac{h - h_0}{H}$, altitude relative,

H , hauteur d'échelle définie par $H = \frac{KT}{mg}$,

K , constante de Boltzman,

T , température absolue,

m , masse moléculaire du gaz ionisé,

g , accélération de la pesanteur,

q_0 , nombre d'électrons produit par seconde à la hauteur h_0 pour $x = 0$.

En différenciant l'expression (64) on trouve que la production des électrons est maximum pour

$$L(\cos x) = -z.$$

Si α est le coefficient de recombinaison, on a, à l'équilibre :

$$(65) \quad q = \alpha N^2;$$

d'où :

$$N = N_0 \exp \left[\frac{1 - z - [\exp (-z)] \sec x}{2} \right] \quad (66)$$

en posant :

$$N_0 = \sqrt{\frac{q_0}{a}}, \text{ pour } h = 0 \text{ et } x = 0.$$

Appleton admet de plus que le nombre des chocs obéit à la loi :

$$(67) \quad v = v_0 \exp (-z)$$

En reportant (66) et (67) dans l'expression de α (en remarquant que $\omega_0^2 = \frac{Ne^2}{m\epsilon_0}$) on obtient :

$$(68) \quad \alpha = \frac{e^2}{2mc\epsilon_0} N_0 v_0 \frac{\exp \left[\frac{1 - 3z - [\exp (-z)] \sec x}{2} \right]}{v_0^2 \exp (-2z) + \omega^2}$$

Comme, dans le cas des sondages à incidence verticale sur la région E ou F, l'onde réfléchie doit traverser deux fois la couche inférieure absorbante, l'absorption totale peut donc s'exprimer par :

$$(69) \quad \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha dh = \frac{e^2 N_0 v_0}{mc \epsilon_0} H \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp \left[\frac{1 - 3z - [\exp (-z)] \cos x}{2} \right]}{v_0^2 \exp (-2z) + \omega^2} dz$$

En posant :

$$(70) \quad t = \frac{v}{\omega} \exp (-z) \quad (71) \quad a = \frac{\omega \sec x}{2 v_0}$$

$$(72) \quad M = \int_0^\infty \frac{t^{1/2}}{1 + t^2} \exp (-at) dt$$

On peut écrire :

$$(73) \quad \int \alpha dh = \frac{N_0 e^2 H}{mc \epsilon_0} \left(\frac{2,71}{\omega v_0} \right)^{1/2} M$$

Pour $a \ll 1$ Appleton obtient l'approximation :

$$M = \frac{\pi}{\sqrt{2}} (\cos a + \sin a) - 2 \sqrt{\pi} a \left(1 - \frac{4}{15} a^2 \right) + O(a^{3/2})$$

où $O(a^{3/2})$ représente une série de termes au plus de l'ordre de $a^{3/2}$.

Pour $a \gg 1$, c'est-à-dire pour une pulsation incidente ω grande devant v_0 , ce qui est le cas des ondes courtes, il obtient une autre approximation :

$$(75) \quad M = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{a^3}}$$

par conséquent dans ce dernier cas :

$$(76) \quad \int \alpha dh = 4,13 \frac{N_0 e^2}{mc \epsilon_0} \frac{v_0}{\omega} H \cos^{3/2} x$$

Cette expression a été considérée comme théoriquement fondamentale quant à la loi de variation diurne de l'absorption en fonction de la hauteur

zénithale solaire. Malheureusement, l'expérience n'a pas confirmé l'exactitude de cette loi. En effet si l'on tente d'interpréter les résultats des mesures à l'aide de fonctions en $\cos^n x$ on ne trouve pas la même valeur de n pour la variation diurne et la variation annuelle, de plus n change avec la fréquence. C'est ainsi qu'à Slough, où le rapport été/hiver de $\cos x$ est 2,8, ce qui donnerait $\cos^n x = 4,7$ pour $n = 3,2$, on a observé des rapports de α variant de 1,4 à 2,2 pour des fréquences variant elles-mêmes de 2 à 5 Mc/s.

R. Jouaust, dans une note non publiée qu'il a eu l'amabilité de me communiquer, considère l'hypothèse de la répartition de Chapman comme impropre à la région D. Il suggère que dans cette région, il est plausible d'admettre que N et ν varient en sens inverse en fonction de l'altitude et qu'en conséquence le produit $N\nu$ doit rester sensiblement constant. Si on ne tient pas compte de la variation d'épaisseur de la couche, l'absorption d'après l'expression (76) serait proportionnelle à la valeur moyenne de N dans la couche D. À l'équilibre, le nombre des recombinaisons est égal au nombre des ions formés dans le même temps, ce qui s'écrit : $q = \alpha N^2$.

Or, q est proportionnel à $\cos x$ et finalement, l'absorption serait ainsi proportionnelle à $\cos^{1/2} x$.

Il est de fait que le rapport été/hiver de $\cos^{1/2} x$ à Slough est égal à 1,7, valeur plus rapprochée des résultats de mesure de l'absorption.

En Allemagne, Gockel, à la suite de mesures de champ à distance, avait trouvé que la fonction $\cos^{1/2} x$ semblait s'adapter assez bien au réseau de points, qu'il avait obtenu.

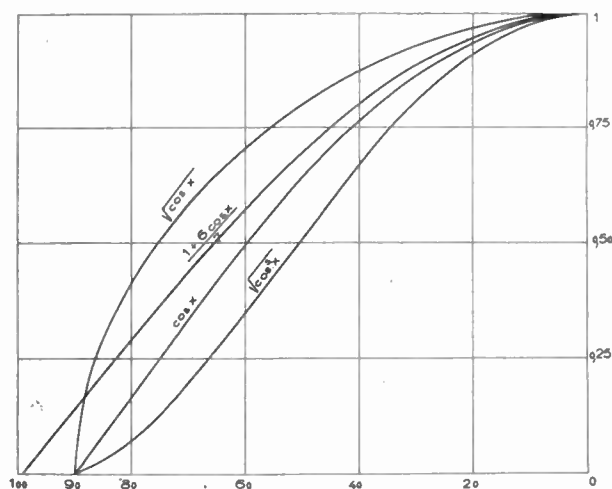


Fig. 8

De son côté, le Central Radio Propagation Laboratory Américain, rejetant toute idée théorique préconçue, a adopté pour ses calculs de champs, une formule empirique où un certain coefficient K sur lequel nous reviendrons à propos des méthodes pratiques de calcul des champs, est de la forme :

$$(77) \quad \frac{1 + 6 \cos x}{7}$$

Nous avons représenté Fig. 8 les courbes correspondant aux fonctions :

$$\cos x, \cos^{1/2} x, \cos^{3/2} x, \text{ et } \frac{1}{7}(1 + 6 \cos x).$$

Nous voyons que la courbe empirique américaine qui donne à l'exposant de $\cos^n x$ la valeur $n = 1$

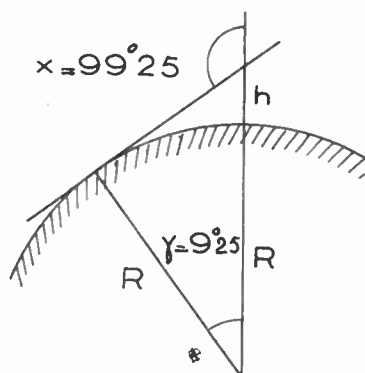


Fig. 9

tient compte, par ailleurs, de ce que la couche D est éclairée par le soleil lorsque celui-ci est au-delà de l'horizon.

En effet l'expression $\frac{1 + 6 \cos x}{7}$ s'annule pour $X = 99°25'$ c'est-à-dire lorsque le soleil est à $9°25'$ en-dessous de l'horizon. On voit immédiatement d'après la figure 9 que

$$(78) \quad \frac{R}{R + h} = \cos \gamma.$$

Sachant que $R = 6370$ km et $\gamma = 9°25'$, on obtient facilement $h = 90$ km ce qui correspond bien à la région D.

Nous résumerons cette question de l'absorption non sélective en disant que provisoirement, nous devons nous contenter de lois établies empiriquement, en attendant que l'accumulation des mesures permette de mieux connaître l'état physique des régions absorbantes.

Remarquons en passant que si l'hypothèse de la répartition de Chapman semble devoir être rejetée en ce qui concerne la région D. Il n'en est pas de même pour les régions E et F_1 . En effet l'expression (66) montre que N est maximum pour $\cos x = \exp(-z)$ ce qui donne :

$$(79) \quad N^{max} = N_0 \cos^{1/2} x$$

$$(80) \quad f_c = f_0 \cos^{1/4} x$$

en appelant f_0 la fréquence critique au point subsolaire. Or cette relation a reçu une confirmation expérimentale satisfaisante pour E et F_1 :

(à suivre).

CONDITIONS DE SENSIBILITÉ MAXIMA DES RADIOMÈTRES U. H. F.

PAR

J. L. STEINBERG

On étudie les différents facteurs qui influent sur la sensibilité relative maxima des récepteurs de radio U. H. F., spécialement destinés aux mesures de température apparente de sources rayonnantes. Si l'on s'impose un temps de réponse minimum de l'appareil indicateur de sortie, on montre que l'erreur relative sur la mesure de la température apparente de l'antenne de réception dépend du facteur de bruit N et de la largeur de bande d'entrée ΔF par la quantité $\Phi = \frac{N}{\sqrt{\Delta F}}$. Si l'on ne compte pas sur une amélioration des dé-

tecteurs actuels cette quantité ne peut être diminuée que par action sur les circuits d'entrée moyenne fréquence. En recherchant un optimum de facteur de bruit, on montre que la fréquence d'accord de la moyenne fréquence doit être choisie dans une gamme déterminée. Cette condition étant réalisée on peut améliorer la sensibilité relative en augmentant ΔF par modification du circuit d'entrée M. F. L'emploi de la contre réaction par résistance permet une amélioration supplémentaire.

En utilisant les résultats obtenus, on calcule qu'il est dès à présent possible de mesurer la température apparente d'une antenne de réception à 3/10 de degré près.

Des résultats expérimentaux confirment ces calculs.

Dans l'étude qui va suivre, nous entendrons par radiomètre U. H. F. un récepteur de radio spécialement conçu pour la mesure des températures de corps rayonnants au moyen de leur émission thermique en ondes ultra courtes. Le domaine de fréquences auquel s'appliquent les résultats trouvés est compris entre 1.000 et 30.000 Mhz, cette dernière limite étant certainement provisoire puisqu'imposée par l'état actuel de la technique. Ce domaine de fréquences est celui dans lequel les meilleurs récepteurs actuels sont des superhétérodynes comportant un ou plusieurs détecteurs à l'entrée. On peut, en effet, considérer qu'actuellement, au-dessous de 30 cm de longueur d'onde, les tubes à vide ne permettent pas d'amplification apportant une amélioration notable du facteur de bruit du récepteur.

Les premiers radiomètres U. H. F. n'ont été décrits qu'assez récemment. Il a fallu attendre, en effet, que les récepteurs sur ondes centimétriques soient assez perfectionnés pour que l'on puisse espérer recevoir le rayonnement thermique des corps chauds que l'on pouvait étudier. Le premier corps rayonnant étudié fut le Soleil (1) en 1945-1946, étude reprise et précisée par Dicke dans un article important (2) où est décrit en détails un radiomètre sur ondes centimétriques qui représente actuellement l'appareil le plus perfectionné dans le genre.

Ce n'est qu'avec les appareils réalisés suivant les conceptions de Dicke que l'on a pu mesurer les températures de corps à température relativement basse au moyen de leur rayonnement sur ondes centimétriques (3). Nous étendrons notre étude jusqu'aux longueurs d'ondes décimétriques, parce que le Soleil émet des signaux radioélectriques dans cette région du spectre hertzien, signaux qui ont la plupart des caractères radioélectriques des bruits thermiques.

Le Radiomètre U. H. F. selon Dicke

C'est un superhétérodyne à large bande composé de :

1) Un modulateur mécanique qui permute, à l'entrée du récepteur le feeder d'antenne et une résistance à la température ambiante.

2) Une tête H. F. symétrique du type T magique (guide) ou circuit en anneau (lignes coaxiales). On élimine ainsi le Souffle de l'oscillateur local. Les deux détecteurs sont accordés de façon à accepter chacun une bande H. F. chaque bande étant séparée de l'autre par deux fois la fréquence médiane de l'amplificateur moyenne-fréquence. Cette disposition permet de recevoir approximativement deux fois plus d'énergie qu'avec un récepteur ordinaire sans augmenter notablement le bruit du récepteur.

3) Un amplificateur moyenne fréquence à large bande.

4) Un détecteur suivi d'un amplificateur basse fréquence à bande très étroite accordé sur la fréquence

basse fréquence à bande très étroite accordé sur la fréquence de permutation du modulateur d'entrée.

5) Un mélangeur symétrique recevant le signal B. F. du récepteur et un signal de référence produit par un alternateur calé sur l'arbre du modulateur.

6) Un amplificateur continu suivi d'un appareil de mesure.

On sait que cette disposition permet d'éliminer les fluctuations du gain du récepteur qui produisent des fluctuations dans la lecture de l'appareil de mesure. La théorie de cet appareil a été faite par Dicke (loc. cit.) et exposée, sous une forme volontairement simplifiée, par G. Lehmann, dans cette Revue. Nous n'y reviendrons donc pas, nous contentant d'indiquer les résultats qui nous seront nécessaires.

Si nous appelons, donc :

θ : la température du corps étudié.

θ_0 : la température ambiante.

N : le facteur de bruit du récepteur.

ANALYSES

1. — La pagination adoptée permet de détacher facilement les analyses du reste de la revue.
2. — Le nombre qui précède chaque analyse est celui de la classification décimale adoptée par le Laboratoire National de Radioélectricité (voir O. E., 228, mars 1946, pages 1A-7A).

3. — Les références bibliographiques comportent, après le titre de l'article et le nom de l'auteur, le titre abrégé de la revue, le tome (en caractères gras), éventuellement le numéro du fascicule, le mois et l'année, et enfin l'indication des pages.
4. — Pour les abréviations utilisées pour les titres des principales revues citées, se reporter à : O. E. 228, mars 1946, page 1A.

T. O. — GÉNÉRALITÉS PRÉLIMINAIRES.

042. — Radio at ultra-high frequencies.

L'ouvrage publié en Juillet 1948 réunit un certain nombre d'articles sur des sujets divers, en général publiés entre 1940 et 1947 dans les revues suivantes « P. I. R. E. », « R. C. A. Review », « Journal of applied physics ». Les titres et les auteurs, éventuellement les références, sont indiqués ci-après.

1^o (page 1). Détermination expérimentale des éléments de l'impédance d'antennes cylindriques par G. H. BROWN et O. M. WOODWARD Jr.

(Les mesures ont été faites sur des antennes de longueur et de diamètre variables et avec différentes terminaisons). P. I. R. E. Avril 1945.

2^o page 15). Les « résistors » aux fréquences radioélectriques employés comme lignes de transmission uniformes, par D. ROGER CROSBY et CAROL H. PENNYPACKER.

(Etude théorique montrant quelles dimensions optima doivent être données au « resistor » pour terminer une ligne de transmission fonctionnant en fréquences radioélectriques). P. I. R. E. Février 1946.

3^o (page 27). Comparateur pour réglage d'une ligne coaxiale par O. M. WOODWARD Jr.

(Description et étude d'un instrument qui facilite, au laboratoire, les mesures d'impédances de lignes haute-fréquence et de champ). Electronics. Avril 1947.

4^o (page 40). Traceur des surfaces équiphasées en ondes centimétriques par HARLEY IAMS.

(Description d'un appareil qui permet de déterminer automatiquement les surfaces équiphasées : application à l'étude des antennes utilisées sur ondes centimétriques, à la démonstration de principes de l'optique physique, à la mesure de l'indice de réfraction des diélectriques). R. C. A. Review. Juin 1947.

5^o (page 46). Antenne omnidirectionnelle à polarisation circulaire par G. H. BROWN et O. M. WOODWARD Jr.

(Etude théorique d'une antenne destinée aux communications aéroplane vers avion. Résultats pratiques obtenus). R. C. A. Review. Juin 1947.

6^o (page 57). Antennes à fentes par N. E. LINDENBLAD.

(Revue des problèmes posés par la réalisation de fentes rayonnantes, particulièrement intéressantes sur les avions et indication des étapes marquées dans les recherches correspondantes). P. I. R. E. Décembre 1947.

7^o (page 76). Propagation des ondes centimétriques par DUDLEY E. FOSTER.

8^o (page 90). Propagation des ondes centimétriques à travers les bois et les broussailles par B. TREVOR. R. C. A. Review. Juillet 1940.

9^o (page 93). Etudes de la propagation sur 45,1 — 474 et 2.800 mégacycles en-deçà et au-delà de l'horizon par G. S. WICKIZER et A. B. BRAATEN. P. I. R. E. Juillet 1947.

10^o (page 117). Importance du champ de l'allumage d'une automobile entre 40 et 450 mégacycles par R. W. GEORGE. P. I. R. E. Septembre 1940.

11^o (page 125). La distribution dans le temps de l'amplitude du bruit de fluctuation par VERNON D. LANDON.

(La distribution statique considérée suit les lois du hasard, même après passage dans des filtres sélectifs. Critique de certaines méthodes de crête). P. I. R. E. Février 1941.

12^o (page 147). Sensibilité absolue des récepteurs de radio. Par D. O. NORTH. R. C. A. Review. Janvier 1942.

13^o (page 159). Une étude de rapport signal-bruit des récepteurs pour ondes centimétriques par E. W. HEROLD. R. C. A. Review. Janvier 1942.

14^o (page 189). Quelques aspects de la réception des ondes centimétriques par E. W. HEROLD et L. MALTER.

(Etudes successives de l'antenne et des circuits d'entrée, de l'admittance et du bruit de fluctuation des tubes et circuits, du rapport signal-bruit des récepteurs, du super hétérodyne). P. I. R. E. Août 1943.

15^o (page 306). Développement des relais hertziens par la Radio Corporation of America, par C. W. HANSELL.

(Historique et caractéristiques des systèmes développés par R. C. A. en vue de la distribution des programmes de Télévision Situation actuelle). P. I. R. E. Mars 1945.

16^o (page 336). Un système de relais pour ondes centimétriques, par Leland E. THOMPSON.

(Description d'une méthode de transmission à grande distance et à grand nombre de voies : propagation, largeur de bandes, puissances rayonnées, rapport signal-bruit, distorsion. Résultats obtenus entre Philadelphie et New-York : 3.300 mégacycles). P. I. R. E. Décembre 1946.

17^o (page 355). Affaiblissement des champs électromagnétiques dans tuyaux de dimensions inférieures aux dimensions critiques par E. G. LINDER. P. I. R. E. Décembre 1942.

18^o (page 362). Mesures sur les cavités résonantes, par R. L. SPROULL et E. G. LINDER.

(Méthodes pour mesurer Q, l'impédance bouchon, les fréquences de résonance. Description d'appareils). P. I. R. E. 1946.

19^o (page 379). Absorption des ondes centimétriques par les gaz, par J. E. WALTER et W. D. HERSHBERGER.

(Mesures faites pour λ : 1,24 cm et 3,18 cm. sur des gaz divers H₂S, COS, SO₂, NH₃, méthanes, etc...). Journal App. Phys. Octobre 1946.

20^o (page 398). Connexions à l'entrée d'un récepteur pour mesures sur ondes centimétriques par J. A. RANKIN.

(Comparaison de trois méthodes permettant, en vue de mesures, d'attaquer l'entrée d'un récepteur à l'aide d'un signal produit par un générateur) R. C. A. Review. Avril 1942.

21^o (page 406). Une diode à structure coaxiale source de bruits pour ondes centimétriques, par HARWICK JOHNSON.

(Description d'une triode coaxiale d'impédance caractéristique de 50 ohms qui permet jusqu'à 3.000 mégacycles et jusqu'à 20 décibels de mesurer le facteur bruit d'un récepteur). R. C. A. Review. Mars 1947.

22^o (page 424). Un filtre passe-bas de structure coaxiale pour ondes centimétriques par C. L. CUCCIA et H. R. HEGBAR.

(Equation de définition d'un tel filtre. Application à deux filtres ayant pour fréquences de coupures 800 et 1.800 mégacycles). R. C. A. Review. Décembre 1947.

R. R.

NOTA. - Le prix de l'ouvrage est de 2,50 dollars + 0,20 dollars de port pour l'étranger.

PLAN Marshall!

INDUSTRIELS...

Le Plan Marshall est entré en vigueur pour le matériel radioélectrique
Il prévoit l'acquisition de l'équipement nécessaire au perfectionnement de vos laboratoires

Agent Exclusif des firmes américaines

General Radio Company
Weston Electrical Instrument Corp.
Allen B. Dumont Laboratories Inc.
— ET AUTRES —

nous sommes à votre disposition

Tant pour vous fournir tous renseignements techniques et commerciaux concernant le matériel de notre importation que pour coopérer avec vous au sujet des formalités administratives et vous procurer le matériel dont vous avez besoin.

Consultez-nous

General Radio Company

CAMBRIDGE — MASSACHUSETTS — U. S. A.



LE STROBOTAC

631 B

Puissance lumineuse incomparable

Gamme fondamentale 600 à 14.000 éclairs par minute.

En travaillant avec des multiples on peut étendre la gamme d'utilisation jusqu'à 50.000 tours par minute.

Précision 1 pour cent - Consommation 115 volts 25 watts.

ETS RADIOPHON

50, RUE DU FAUBOURG POISSONNIERE
PARIS - 10^e — TÉLÉPHONE PRO. 52-03-04

AG PUBLIDITEC-DOMENACH

CABLES SPECIAUX POUR H.F. ET U.H.F.

LES CABLES DE LYON
170 AVENUE JEAN-JAURES
LYON

Bobigny

**Mieux qu'un rhéostat,
Plus qu'un survolteur-dévolteur,**

pour toutes les applications exigeant une tension précise,

L'ALTERNOSTAT "FERRIX"

permet un réglage de 0 à 136% de la tension du réseau.

S. A. F. A. R. E.
98, Avenue Saint Lambert - Nice
Tél. 849-29

DOCUMENTATION SUR DEMANDE

Agence de Paris
172, Rue Legendre - Paris 17^e
MARCADET 99 21

e. L. Dupuy

T. 1. — Mesures.

T. 122. 1. — T. 452. — Circuit électronique parabolique.

J. Scient. Instr. juin 1948, 25, 6, 200/202.

Montage amplificateur strictement parabolique (du second degré) dans un intervalle de 1 à 60.

Il comprend une première pentode inverseuse de phase, et deux pentodes symétriques, attaquées à la fois sur leurs grilles de commande et sur leurs grilles d'arrêt.

Schémas, valeurs numériques, et courbes relevées.

P. D.

T. 2. — Rayonnement. — Propagation.

T. 234. — T. 240. — Propagation des ondes ; mesures ionosphériques à incidence oblique.

W. J. G. BEYNON, *Wir. Eng.* octobre 1948, 25, 301, p. 322/330.

Après un rappel des considérations théoriques permettant de passer du sondage vertical à la transmission oblique, l'auteur relate une série d'expériences entre Slough et Burghhead, à une distance de 715 km, sensiblement Nord-Sud. Les fréquences maximums utilisables ont été recherchées, et comparées avec celles déduites des sondages verticaux aux deux extrémités du trajet l'accord est excellent en ce qui concerne la réflexion sur la couche F_2 ; il en est de même de la séparation entre les composantes ordinaire et extraordinaire créées par le champ magnétique terrestre.

Par contre, s'il s'agit de réflexions sur la couche E sporadique, il n'y a aucun rapport entre la fréquence maximum de transmission oblique et les fréquences critiques en sondage vertical aux extrémités : cette couche E sporadique est donc formée de zones très localisées.

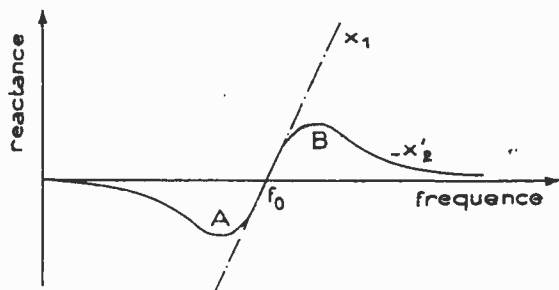
P. D.

T. 3. — PRODUCTION DES OSCILLATIONS ÉLECTRIQUES.

T. 331. 2. — Lampes et circuits à très haute fréquence

R. GAVIN, *Wir. Eng.* octobre 1948, 25, 301, p. 315/321.

L'article passe en revue quelques dispositions ingénieuses, plus ou moins inédites, pour adapter les montages oscillateurs classiques (à « grille négative ») aux ondes les plus courtes possi-



bles. — jusque vers 20 cm. — emploi de lampes phares et de tubes co-axiaux, variantes de dispositions ; montages symétriques ; amplificateurs ; réalisation de tubes « inversés » avec anode axiale et cathode enveloppante.

P. D.

T 5. — Exploitation et Applications.

T. 512. — La station radio de Criggion.

A. COOK, L. L. HALL, *Post Off. El. Eng. Journ.* 41, 3 octobre 1948, 123/129.

Construit pendant la guerre pour servir de secours éventuel en cas de destructions d'autres stations (et notamment de Rugby GBR 16 Kc/s) le centre de Criggion s'est trouvé le bienvenu pour accroître le trafic radio d'après guerre.

Son emplacement a été choisi pour permettre l'édification d'une grande antenne pour ondes très longues, avec trois pylônes disponibles seulement. On a découvert près de Shrewsbury une plaine, arrosée (et même parfois inondée) par la rivière Severn, et d'où surgit la colline abrupte de Breidden Hill, hauteur 260 m. On a donc utilisé le sommet de cette colline pour fournir deux points d'amarrage, qui, joints aux trois pylônes, supportent une nappe de prismes en double triangle équilatéral de 470 m. de côté, à la hauteur moyenne de 190 m. (les performances électriques exactes et la puissance d'émission ne sont pas indiquées, mais on mentionne que l'alimentation en énergie du poste est de 400 kW, et que l'intensité antenne peut atteindre 400 ampères).

Une douzaine de transmetteurs de moindre importance, sur ondes moyennes et courtes, avec leurs antennes, ont été ultérieurement installés en supplément du premier, de manière à constituer un Centre important.

P. D.

T. 5. - EXPLOITATION ET APPLICATIONS.

530. — Théorie des servo-mécanismes.

1 volume relié format 16 × 23, de 375 pages, illustré de nombreux diagrammes, par Hubert M. JAMES, NATHANIEL, B. NICHOLS et RALPH S. PHILIPPS. Edité par M. Graw-Hill et Cie, New-York.

C'est le volume n° 25 de la série « Radar » publiée par le « Radiation Laboratory » de l'Institut de Technologie du Massachusetts. A ce volume, en plus de ceux cités plus haut, ont collaboré : DOWKER, GETTING, HUREWICZ, KROHN, MANGER, MILLER et WEISS.

Le travail effectué au M. I. T. sur les servomécanismes fut rendu nécessaire pour l'étude du radar à pointage automatique. Le problème est particulièrement difficile à résoudre parce que les signaux utilisés pour commander le servomécanisme sont souvent faibles et brouillés. Les techniciens jugèrent qu'il fallait revoir entièrement la théorie des servo-mécanismes. La nouvelle conception exposée dans le livre, consiste à considérer le servomécanisme comme un système destiné à fonctionner avec des éléments d'entrée d'un caractère statistique connu, en présence d'interférences dont le caractère statistique est également connu.

Malgré que le travail ait été effectué en vue d'une application particulière, il n'en demeure pas moins d'un intérêt capital pour tout ingénieur ayant à résoudre un problème d'asservissement mécanique.

Le volume est divisé en deux parties, dont chacune est précédée d'une introduction mathématique détaillée.

La première partie est consacrée à l'analyse des états d'équilibre et est généralement connue de l'ingénieur ; l'autre concerne l'application des méthodes statistiques aux servomécanismes.

La lecture de cet ouvrage exige une culture mathématique assez étendue. Les titres des chapitres sont les suivants :

Chapitre I. Systèmes asservis.

Chapitre II. Principes mathématiques (textuellement : arrière fond mathématique).

Chapitre III. Servo-éléments.

Chapitre IV. Principes généraux de conception pour servomécanismes.

Chapitre V. Filtres et systèmes asservis avec éléments à impulsion.

Chapitre VI. Propriétés statistiques des éléments variables en fonction du temps.

Chapitre VII. Critérium d'erreur dans les servo-mécanismes.

Chapitre VIII. Applications de la nouvelle méthode.

L. C.

T. 532. — Les bombes guidées dans la II^e Guerre Mondiale.

L. O. GRONDAHL, *J. Frankl. Inst.* février 1948, 245, 2, 87/99.

Conférence sur le problème de la télécommande des bombes d'avion pendant leur chute : abordée aux Etats-Unis en 1941, et résolu en 3 ans 1/2.

CONTRÔLEUR D'IMPULSION 0.215
A BALAYAGE ULTRA - RAPIDE DÉCLENCHÉ



NOTICE
SUR
DEMANDE

- DURÉE DU BALAYAGE variable de 4 à 300 microsecondes
- MARQUAGE tous les 1 et 10 microsecondes

pour **RADAR et TÉLÉVISION**

C^{IE} G^{LE} DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL
CENTRE DE RECHERCHES TECHNIQUES
23, RUE DU MAROC - PARIS 19^e - BOT^{PARIS} 17-06, 66-50, 51



TUBES POUR APPLICATIONS SPÉCIALES

Ondes courtes - Amplificateurs de lignes
Préamplis - Mesures - Télécommande

**PIONNIER DE LA
TÉLÉVISION
DEPUIS
1929**

LA RADIO-INDUSTRIE
est toujours au premier rang

**DE LA
TECHNIQUE
INTERNATIONALE**

25, R. du D^R FINLAY 55, R. des ORTEAUX
PARIS

PUBL. RAPPY



9, AVENUE MATIGNON, PARIS-8^e

Les aspects tactique et aérodynamiques sont d'abord indiqués : trajectoire des bombes ; leur stabilisation ; accélérations à lui imprimer ; précision possible du guidage. Les expériences de base sont sommairement décrites.

Fallait-il se contenter de réaliser la bombe guidée en direction (« Azon »), ou viser tout de suite au guidage (« Razon ») ? Après hésitation, on a commencé la première et entrepris ensuite la seconde.

L'auteur indique les principales étapes du développement et les illustre de photographies. La bombe guidée en direction, Azon, a été prête la première et employée à partir de 1944 ; une quinzaine de mille en a été fabriquée. On lui doit la destruction de nombreux ponts, en Italie, en France (sur la Loire et la Seine), et surtout à Burma (150 ponts détruits). Les utilisateurs ont été enthousiastes des résultats : le nombre moyen de bombes, nécessaire pour atteindre un pont, est tombé de 300-400 à 6 ou 7. Le record a été de 3 bombes au but, sur 4 lancées dans un seul vol.

La bombe Razon a été mise au point à la fin de la guerre, et trois mille ont été fabriquées, mais elle n'a pas été employée au combat. Sa précision était de 3 à 4 mètres en direction, 15 mètres environ en portée.

P. D.

542,0 — Introduction à la Télévision.

par H. PIRAUX, un volume broché de 123 pages, format 15 × 23, illustré de nombreux clichés et photogravures.

Pour « comprendre » la télévision, il faut avoir des connaissances générales beaucoup plus étendues que pour simplement « comprendre » la « radiodiffusion ». La raison en est simple à trouver : c'est que la transmission d'une succession rapide d'images est beaucoup plus compliquée que la transmission du phénomène sonore.

Le livre de notre ami H. PIRAUX a comme sujet tous les phénomènes qui sont « en marge » de la télévision. C'est un ouvrage de complément qui permet aux radiotechniciens de parfaire leurs connaissances, pour aborder avec front l'étude de la télévision.

Les chapitres sont les suivants : Photométrie, Cellules photoélectriques, Ecran des tubes à rayons cathodiques, tubes amplificateurs spéciaux, télévision en couleur.

Il est clairement écrit et ne comporte pas de développements mathématiques compliqués.

L. C.

542,0 — Principes fondamentaux de Télévision

par H. DELABY, Préface de R. BARTHELEMY. Un volume broché de 200 pages format 16,5 × 25. 183 figures. Editions EYROLLES, Paris.

Les « Principes fondamentaux de télévision » réunissent l'essentiel de l'enseignement de l'auteur au centre de la Radiodiffusion Française. Il ne s'agit pas d'un traité complet sur la question, mais plutôt des compléments nécessaires aux techniciens pour s'initier à la télévision.

On sait que l'auteur dirige depuis 1936 les émissions parisiennes. C'est sans doute pour cette raison qu'il donne visiblement plus d'importance à la transmission qu'à la réception.

Sans être un ouvrage de vulgarisation, le livre est d'un niveau facilement accessible. Certaines questions exigeant des développements mathématiques plus ardues sont traitées dans des « appendices » placés en fin des chapitres.

L. C.

T. 6. - DÉTAILS ET CONSTRUCTION DES APPAREILS ET DU MATÉRIEL.

638.3. — Oscillateurs (Klystrons) « reflex » pour Radars

J.O. Mc NALLY, W. C. SHEPHERD, *Proc. I. R. E.*, 35, 12, décembre 1947, 1424-1435.

Le changement de fréquence dans les récepteurs de détection électromagnétique, a rendu nécessaires des tubes oscillateurs

en hyperfréquences, fournissant 20 à 50 milliwatts sous des tensions-plaques normales (350 v), et dont la fréquence puisse être ajustée pour le réglage automatique, par une simple variation de tension sur une électrode auxiliaire. C'est ce programme qui a conduit au développement des « klystrons reflex » ; tubes à modulation de vitesse, à cavité unique, les électrons qui l'ont traversée à l'aller étant renvoyés par une électrode « répulsive » et, au retour, lui cédant de l'énergie.

Dans les premiers types, (707 A), la cavité était extérieure, et, par sa déformation, une gamme de fréquences relativement étendue pouvait être couverte (p. ex. 1150 à 3750 Mc) ; la variation de tension de l'électrode répulsive permettait, en outre, un réglage fin sur environ 20 Mc/s.

Dans les modèles ultérieurs (2K29, 726B), on a préféré une cavité intérieure, dont une paroi souple pouvait cependant être légèrement déplacée par pression sur l'enveloppe étanche. La bande couverte était réduite à 300 — 500 Mc/s. (aux alentours de 3000), ce qui n'avait pas d'inconvénients. Les performances de ces types sont indiquées par des séries de courbes ; les auteurs mentionnent, en particulier, la variation de la « conductance électronique » avec l'amplitude de l'oscillation, d'où possibilité de plusieurs régimes stables et l'apparition d'une sorte d'« hystérésis ».

Exposé analogue pour le 2K25 couvrant environ 1000 Mc/s. aux alentours de 9000 Mc ; diagrammes montrant la puissance et la fréquence en fonction de l'impédance de charge, et de la tension appliquées sur l'électrode répulsive.

Avec le 2K45 apparaît une nouvelle solution pour couvrir la même gamme avec une commande purement électrique — mais par l'intermédiaire d'un phénomène thermique : la cavité est encore interne et déformable, mais la déformation est obtenue en amplifiant mécaniquement la dilatation d'une traverse profilée en U, chauffée par l'arrivée d'un courant d'électrons, celui-ci étant réglé par une grille de commande, on obtient ainsi avec une dissipation de 0 à 7 watts, une élévation de température allant jusque vers 600° et un ajustage de la fréquence entre 8500 et 9600 Mc avec une vitesse de 150 Mc/s. par seconde. Cet ensemble est logé au-dessus du klystron proprement dit, sans augmenter notablement les dimensions d'un tube habituel.

P. D.

T. 6. — Détails et Construction des Appareils et du Matériel.

633. — Effet photoélectrique des cathodes à oxydes.

par MM. J. DEBESSE et R. CHAMPEIX.

Les conférenciers signalent l'importante sensibilité à la lumière que présentent les cathodes à oxydes communément utilisées dans les tubes thermioniques de réception, ce qui permet la réalisation de cellules photoélectriques remarquablement simples. Les cathodes sont du type à chauffage indirect, mais ne sont chauffées qu'au cours du pompage, pour la transformation des carbonates de baryum et de strontium en oxydes, suivent le processus classique.

Le fonctionnement normal de la cellule se fait avec la cathode à la température ambiante.

Si l'on chauffe la cathode, la sensibilité décroît rapidement pour devenir très faible au delà de 600° K. Si l'on étudie aussitôt après pompage, une cathode à oxydes, à l'aide d'un flux lumineux pulsé, on constate que la sensibilité photoélectrique croît fortement en fonction du temps, pour atteindre un palier au bout d'une heure environ. Si l'on active la cathode (au sens thermionique du mot), cette sensibilité est fortement réduite et reste stable en fonction du temps. Les auteurs donnent l'interprétation théorique des faits constatés.

T. 7. — Législation. — Règlements.

71. — Charte des fréquences.

Édité par L. M. T., 46, quai de Boulogne-Billancourt, Seine.

La Conférence Internationale des Radio-communications, tenue à Atlantic-City en 1947, a procédé à la répartition des



Installations de Studios
DE
RADIODIFFUSION
TÉLÉPHONIE
à longue distance
Répéteurs
Courants porteurs
**APPAREILS
DE MESURES**

SOCIÉTÉ ALSACIENNE DE CONSTRUCTIONS MÉCANIQUES

DÉPARTEMENT CABLES ÉLECTRIQUES ET TÉLÉCOMMUNICATIONS
51, RUE DE L'AMIRAL MOUCHEZ, PARIS-13^e. GOB. 85-90

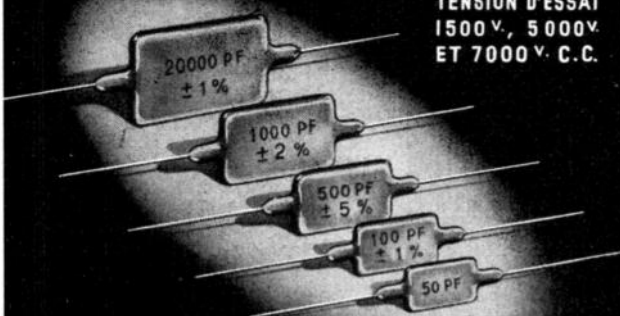
Giorgi

CONDENSATEURS AU MICA



POUR USAGES TROPICAUX

TENSION D'ESSAI
1500 V., 5000 V.
ET 7000 V. C.C.



MATÉRIEL COLONIAL
APPAREILS DE MESURE
TÉLÉVISION
RÉCEPTEURS HAUTE QUALITÉ

PUBL. RABY

NOUVELLE SOCIÉTÉ
STÉAFIX

17, RUE FRANCOEUR PARIS 18^e - MON. 61-19 & 02-93



R. L. Dupuy

Département

radio et télévision

- CONDENSATEURS
Mica et Céramique
- POTENTIOMÈTRES
graphités et bobinés
- RÉSISTANCES
bobinées nues et émaillées
- TRANSFORMATEURS
Alimentation et B. F.
- AUTO-TRANSFOS & SELFS

Catalogue et tarif
sur demande à :

M. C. B. ET VÉRITABLE ALTER

S.A.R.L. au capital de 35.000.000 de frs

11, R. Pierre Lhomme, COURBEVOIE (Seine) - Tél. DEF. 20-90

Autres fabrications

Condensateurs Mica de puis-
sance ou spéciaux
Potentiomètres de précision
Résistances et Transformateurs
industriels
Régulateurs automatiques de
tension "Régurali"

fréquences de trafic entre les différents services utilisateurs. Cette répartition a été codifiée dans une publication officielle qui a paru au cours de l'année 1948.

La Société L. M. T. a édité sous forme d'un tableau en couleurs d'une lecture aisée les données essentielles de cette charte des fréquences.

T. 8 — SUJETS CONNEXES A LA RADIO-ÉLECTRICITÉ.

9. — Les récents développements du microscope électronique.

Conférence du Dr. MARTON faite le 28 juin 1945 à la Société Française des Ingénieurs Techniciens du Vide.

Le microscope électronique a subi depuis quelques années des perfectionnements qui relèvent tant des théories physiques que de la simple technique.

Le conférencier rappelle tout d'abord que le pouvoir séparateur d'un microscope est d'autant meilleur que la longueur d'onde utilisée est plus faible ; le microscope électronique atteint des pouvoirs séparateurs de l'ordre de 10 Å, tandis qu'avec le microscope optique on ne peut descendre au-dessous de 1.000 Å.

Dans le microscope à lentilles magnétiques, on diminue les aberrations de sphéricité en agissant sur la forme des pièces polaires. Il est avantageux de donner à ces pièces polaires une forme dissymétrique, la partie à front raide se trouvant du côté de l'image. Par ailleurs, il faudrait pouvoir grouper des lentilles magnétiques divergentes et convergentes, comme on le fait dans les systèmes optiques. Malheureusement les corps diamagnétiques connus ont une faible perméabilité. Un autre moyen résiderait dans l'emploi d'un super-conducteur, mais là, on se heurte à des difficultés de réalisation technique.

L'astigmatisme provient du manque d'homogénéité des pièces polaires. Ce défaut se corrige en plaçant dans ces dernières de petites vis qui peuvent être plus ou moins rapprochées de l'axe de la lentille.

On évite la diffusion dans l'objet et l'on réduit les franges de diffraction en noyant l'objet dans le support, ce qui conduit à utiliser des membranes-supports plus épaisses ; d'où la nécessité de faire appel à des tensions accélératrices de plus en plus élevées. On emploie actuellement des tensions de l'ordre de $1,5 \cdot 10^6$ volts.

Cette tension accélératrice devant être maintenue constante à $1/10.000$ près, on utilise un monochromateur d'électrons obtenu en faisant subir à un faisceau trois déviations successives dans des champs magnétiques, et en le faisant passer dans des fentes fines entre chaque déviation. Enfin la vision stéréoscopique d'un objet peut être obtenue en éclairant ce dernier à l'aide de deux faisceaux sous des incidences différentes.

Condensateurs au Mica

SPÉCIALEMENT TRAITÉS POUR HF

Procédés « Micargent »

TYPES SPÉCIAUX SOUS STÉATITE

Emission-Réception pour petite puissance
jusqu'à 20.000 volts



André SERF

127, Faubourg du Temple
PARIS (10^e) Nor 10-17

PUBL. RAPHY

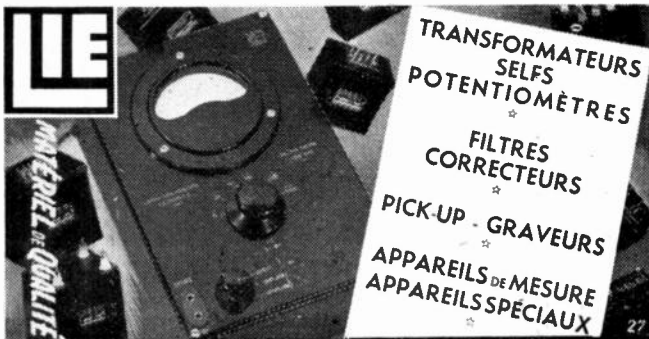
Inverseurs Bipolaires.

4 AMP.

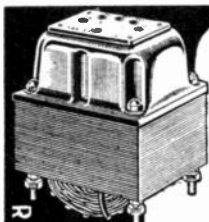
250 volts.



Salomon & Rogero. Montauban (T.G.)
DEPOT: GEMA. Châtenay-Malabry (Seine).
72, Robinson 32.31.



LABORATOIRE INDUSTRIEL D'ELECTRICITÉ
41, RUE EMILÉ ZOLA, 41 - MONTREUIL (SEINE) - TELEPHONE : AVRON 39-20



TRANSFOS D'ALIMENTATION
Entièrement conformes aux règles de l'U.T.E.
SELS INDUCTANCE
Modèles spéciaux tropicalisés
SURVOLTEURS - DÉVOLTEURS

- Branche Professionnelle -
TOUS LES TRANSFOS, SELS ET B.F.
Pour : Emission, Réception,
Télévision, Sonorisation

TRANSFOS HTE ET BSE TENSION
Toutes applications industrielles
LES PLUS HAUTES RÉFÉRENCES

INDUSTRIE

PUBL. RAPHY

ETS VEDOVELLI, ROUSSEAU & C^{IE}

5, Rue JEAN MACÉ - Suresnes (SEINE) Tél: LON 14-47, 48 & 50

Formule moderne:

ÉQUIPEMENT

RIMLOCK



- * Faibles dimensions.
- * Construction tout verre assurant un excellent fonctionnement aux fréquences élevées.
- * Grande précision de fabrication.
- * Faible consommation de courant.
- * Huit broches métal dur.
- * Mise en place automatique et verrouillage dans les supports.
- * Blindage interne.

SÉRIE ALTERNATIF

ECH 41	GZ 40
EAF 41	EL 42
CF 41	ECC 40
EL 41	EF 42
AZ 41	

SÉRIE TOUS COURANTS

UCH 41	UL 41
UAF 41	UY 41
UF 41	UY 42

Tubes de réception séries européennes et américaines.
Tubes cathodiques. Tubes spéciaux pour OC et OTC.
Cellules photoélectriques. Electromètre triode. Stabi-
lisateurs de tension. Thermo-couples. Tubes relais.
Ampoules de cadran. Condensateurs étanches
"CAPATROP" Condensateurs ceramique. Condensa-
teurs ajustables à air. Pour Constructeurs, Profes-
sionnels, Laboratoires et Industries diverses.

A VOTRE SERVICE

Les Départements : Commercial, Documentation et
Technique, de la C^{ie} G^{ie} des TUBES ELECTRONIQUES
vous assurent des livraisons ou expéditions ponctuelles
dans tous les types de tubes ; vous renseignent, vous
conseillent, vous aident dans tous les problèmes de
l'Electronique que vous aurez à résoudre.

Georgi

43

**COMP^{IE} GÉNÉRALE
DES TUBES
ÉLECTRONIQUES**

82, RUE MANIN, PARIS 19^e
TÉL: BOT. 31-19 et 31-26

ΔF : la largeur de bande du récepteur.

Δf : la largeur de bande de l'appareil de mesure (ampli. B.F., détecteur et appareil de mesure proprement dit).

La précision avec laquelle on pourra mesurer la température d'un corps rayonnant est donnée par la formule :

$$d\theta = \theta_0 N \sqrt{\frac{2 \Delta f}{\Delta F}} \quad (1)$$

On voit immédiatement que le facteur important, qui limite la précision du radiomètre est :

$$\Phi = N / \sqrt{\Delta F} \quad (2)$$

Il est évident que le facteur Δf est aussi important, mais dans la voie qui conduit à le diminuer, on est rapidement arrêté par la lenteur des mesures : En fait Δf est de l'ordre de quelques dixièmes de période par seconde. Par contre, les facteurs N et ΔF sont de ceux sur lesquels on peut agir et notre but est d'étudier les méthodes propres à diminuer la quantité Φ . La difficulté principale provient du fait que les quantités N et ΔF ne sont pas indépendantes. On sait que, généralement, on ne peut augmenter ΔF sans augmenter le facteur de bruit autrement dit diminuer la qualité du récepteur.

Facteur de bruit et largeur de bande dans un radiomètre U. H. F.

Nous admettrons que la largeur de bande du récepteur est limitée par celle de son amplificateur moyenne fréquence. Cette hypothèse n'est valable que dans les conditions du problème étudié ; les largeurs de bande auxquelles nous aurons affaire ne dépassant pas 100 mégahertz. Une telle largeur de bande ne pose pas de problèmes insolubles dans la partie H.F. du radiomètre.

D'autre part, on sait (4) que le facteur de bruit d'un récepteur d'ondes centimétriques est donné par la formule :

$$N = L (N_m + t - 1) \quad (3)$$

L est la perte de conversion du cristal d'entrée.

N_m le facteur de bruit de l'amplificateur moyenne fréquence.

t_m le facteur de température du cristal.

Les ordres de grandeur sont :

pour L de 4 à 5 (en rapport) exceptionnellement 3
 N_m peut être diminué jusqu'à 1,2

t est de l'ordre de 2 pour les cristaux disponibles en France.

Dans les calculs numériques qui suivront, nous prendrons $L = 4$ et $t = 2$. Donc :

$$N = 4 (N_m + 1)$$

La seule quantité sur laquelle il soit en notre pouvoir d'agir est donc le facteur Φ :

$$\Phi = \frac{N}{\sqrt{\Delta F}} = \frac{L (N_m + t - 1)}{\sqrt{\Delta F}}$$

Le problème est donc de rendre cette quantité minima en agissant seulement sur N_m et sur ΔF , deux quantités qui ne dépendent, d'après nos hypothèses, que de l'amplificateur moyenne fréquence.

Pour expliciter les relations qui existent entre N_m et ΔF , nous ferons une hypothèse sur le circuit d'entrée de l'ampli. moyenne fréquence. On sait que les facteurs N_m et ΔF ne dépendent dans un bon amplificateur que du circuit d'entrée et de la lampe d'entrée : nous supposons, donc, que le cristal attaque la lampe d'entrée par l'intermédiaire d'un circuit d'adaptation d'impédance du type auto-transformateur. Ce circuit permet le calcul complet du facteur de bruit et de la largeur de bande, sous une forme simple. On lui préfère pourtant le plus souvent le circuit du type transformateur accordé. Le calcul détaillé de ce type de circuit est plus difficile et en pratique nous ramènerons ce cas au précédent en remarquant que dans les mêmes conditions de transfert d'impédance, il permet une largeur de bande approximativement double de celle

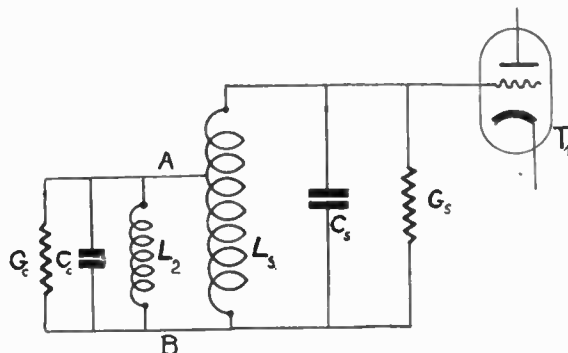


Fig. 1

permise par le circuit que nous étudierons. On sait d'autre part, que le facteur de bruit ne dépend que du transfert d'impédance de la source (cristal) à l'impédance d'entrée du premier tube, une fois donné ce dernier (fig. 1).

Si nous appelons :

I_c : le courant provenant du cristal.

G_c : la conductance du cristal.

C_c : la capacité du cristal et de sa monture.

L_2 : une self qui résonne avec C_c à la pulsation de la moyenne fréquence.

L_3 : la self du transformateur d'entrée qui résonne avec C_s .

C_s : la capacité d'entrée du tube T_1 .

G_s : la conductance d'entrée due au temps de transit des électrons et aux pertes dans le câblage.

On a :

$$L_s C_c = L_c C_s = \frac{1}{\omega_0^2}$$

Dans ces conditions, si : $n = \sqrt{\frac{L_s}{L_a}}$

où L_a est la self mesurée entre A et B avec L_s court-circuitée, la largeur de bande du circuit d'entrée est donnée par :

$$\Delta F = \frac{G_c + n^2 G_s}{2\pi (C_c + n^2 C_s)} \tag{5}$$

La conductance G_c du cristal ramenée à l'entrée du tube est G'_c avec :

$$G'_c = \frac{G_c}{n^2} \tag{6}$$

D'autre part, le facteur de bruit s'écrit :

$$N_m = 1 + \frac{G_1}{G'_c} \left[1 + G_1 R_{eq} \left(1 + \frac{G'_c}{G_1} \right)^2 \right] \tag{7}$$

où R_{eq} est la résistance équivalente de bruit du tube et G_1 la conductance d'entrée du tube T_1 .

Nous admettons que les pertes du circuit secondaire sont assez faibles pour que $G_1 = G_s$. Le facteur bruit N_m ne dépend que du tube par G_1 et R_{eq} et du circuit d'entrée par la quantité :

$$x = \frac{G'_c}{G_1} \tag{8}$$

N_m passe par un minimum pour :

$$x = x_{min} = \sqrt{R_{eq} G_1} \tag{9}$$

De (9) et (8) on déduit que, au minimum du facteur de bruit, l'on a :

$$\frac{G'_c}{G_1} = x_{min} = \sqrt{R_{eq} G_1} \text{ donc : } G'_{c\min} = \sqrt{\frac{G_1}{R_{eq}}} \tag{10}$$

Dans le circuit d'entrée choisi on a la relation (6), donc :

$$G'_{c\min} = \frac{G_c}{n^2} = \sqrt{\frac{G_1}{R_{eq}}} \text{ d'où : } n^2_{\min} = \frac{G_c}{\sqrt{\frac{G_1}{R_{eq}}}}$$

En portant ces expressions dans celles qui donnent N_m et F, on trouve :

$$\Delta F_0 = \frac{G_1 G_c (1 + \sqrt{G_1 R_{eq}})}{2\pi (C_c G_1 + G_c C_s \sqrt{G_1 R_{eq}})} \tag{11}$$

$$N_{m0} = 1 + \sqrt{G_1 R_{eq}} \left[1 + G_1 R_{eq} \left(1 + \frac{1}{\sqrt{G_1 R_{eq}}} \right)^2 \right]$$

Ces formules fournissent la valeur du facteur de bruit minimum et la largeur de bande correspondante en fonction des paramètres caractérisant le tube d'entrée, le cristal et les circuit associés.

On sait d'autre part que G_1 varie avec la fréquence. Cette conductance d'entrée G_1 varie comme on

le sait proportionnellement au carré de la fréquence. On peut donc chercher à étudier la variation de la quantité

$$\Phi = \frac{N_0}{\sqrt{\Delta F_0}} \text{ où } N_0 = 1. (N_m + 1 - 1)$$

en fonction de la fréquence.

Tableau I

Tube 6 AK 5, Pentode					
f Mhz	G ₁	ΔF Mhz	N _m opt.	N opt.	dθ
5	0,45	0,36	1,14	8,6	4,3
10	1,8	0,74	1,29	9,2	3,2
50	45	4	2,7	14,8	2,2
100	180	8,6	4,76	23,2	2,4
150	405	13,4	7,32	33,2	2,7
200	720	18,6	10,4	45	3,1
250	1130	23,5	14,7	60	3,6

Tableau II

Tube 6 AK 5 monté en triode					
f Mhz	G ₁	ΔF	N _m opt.	N opt.	dθ
5	0,45	0,84	1,06	8,2	2,7
10	1,8	1,66	1,12	8,5	1,95
50	45	6,8	1,64	10,4	1,2
100	180	11,5	2,30	13,2	1,14
150	405	15	3,10	16,4	1,29
200	720	18	4,02	20,1	1,44
250	1130	21	4,8	23,6	1,56

Cela peut permettre de trouver la fréquence fondamentale des amplificateurs moyenne fréquence à utiliser pour rendre minima la quantité Φ . Dans un article récent (5), Wallman, Macnee et Gadsden montrent théoriquement et expérimentalement que le facteur de bruit en excès ($N - 1$) varie proportion-

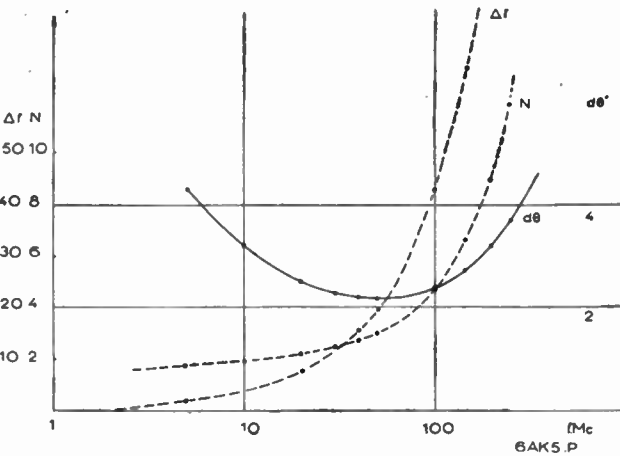


FIG. 2

nellement à la fréquence pourvu que le circuit d'entrée reste constamment réglé pour le facteur de bruit optimum, la largeur de bande correspondante étant aussi proportionnelle à la fréquence. On peut donc s'attendre à un minimum dans la courbe de variation de $d\theta$ avec la fréquence.

Les courbes des figures 2 et 3 montrent, calculées à partir des formules (11) où l'on a introduit les termes nécessaires pour tenir compte de la température apparente élevée de la résistance d'entrée du tube due au temps de transit des électrons, la variation des quantités F_0 , N , et $d\theta$ en fonction de la fréquence. On constate que, pour les fréquences les plus basses, les facteurs de bruit sont excellents (N_m est très voisin de 1) mais les largeurs de bande sont faibles. La quantité Φ est relativement grande

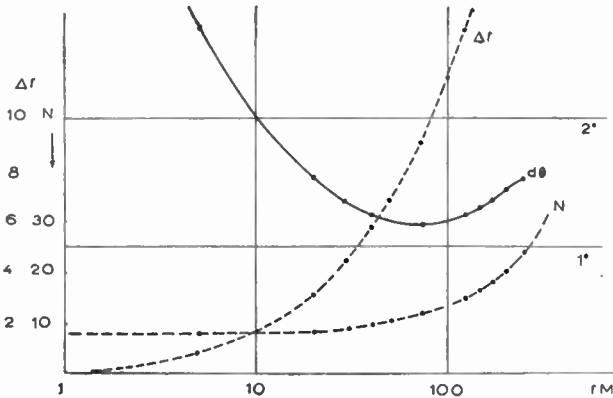


Fig. 3

Aux hautes fréquences les largeurs de bande augmentent rapidement mais les facteurs de bruit deviennent rapidement mauvais.

On peut donc réaliser les conditions optima en se plaçant au minimum de la courbe. Mais la zone où l'on réalise les conditions optima est très large, s'étendant dans la zone des moyennes fréquences de 30 à 100 Mhz avec des précisions limites peu variables. On remarque l'avantage marqué des triodes sur les pentodes, la précision optima, dans les conditions présentes, étant de 1° pour une triode contre 2° pour une pentode.

Dans la suite de l'étude, nous admettrons que la moyenne fréquence de notre radiomètre est choisie dans cet intervalle de sorte qu'à condition d'utiliser des tubes modernes, nous pourrions négliger les temps de transit dans le calcul des facteurs de bruit

Variation de Φ et $d\theta$ avec le couplage d'entrée.

On sait que, si l'on augmente le couplage d'entrée au-dessus de la valeur qui rend N_m minimum, on rend la largeur de bande d'entrée plus grande, en même temps que l'on augmente le facteur de bruit. Il était intéressant de voir si cette méthode permet ou non de diminuer Φ donc d'augmenter la précision du radiomètre. En exprimant N_m et ΔF dans les formules (5) et (7) en fonction de :

$$\frac{G'_c}{G_1} = x$$

on trouve :

$$\Delta F = \frac{G_1 G_c}{2\pi} \left(\frac{1+x}{x C_c G_1 + C_s G_c} \right)$$

$$N_m = 1 + \frac{1}{x} \left[1 + \sqrt{G_1 R_{eq}} (1+x)^2 \right] \quad (12)$$

Les courbes 4 et 5 montrent les variations des quantités ΔF , N et $d\theta$ dans le cas d'un tube 6 AK 5 connecté en triode pour la courbe 3, en pentode pour la courbe 5. Il est visible que l'on peut gagner

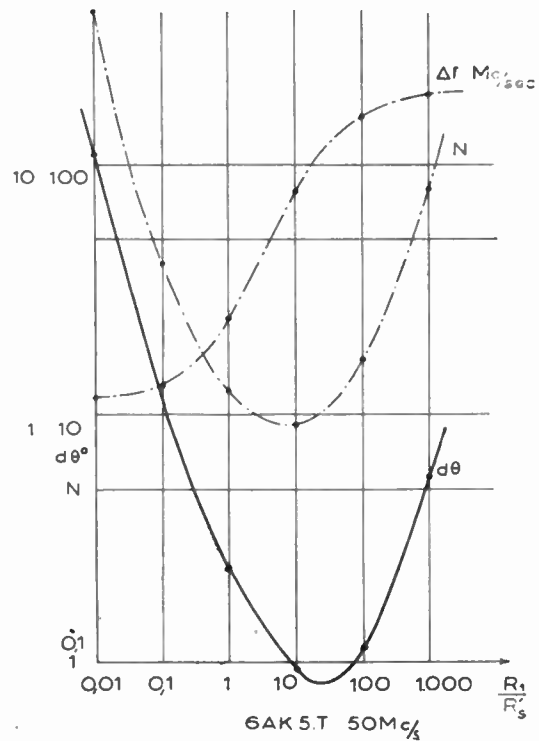


Fig. 4 a

un coefficient intéressant en augmentant la largeur de bande par le procédé qui consiste à surcoupler la source à faible impédance qu'est le cristal, au circuit d'entrée.

Les courbes tracées en pointillé montrent la perte de gain de puissance qui résulte du couplage réalisé par rapport au couplage procurant le gain maximum d'énergie. Il est clair que ce manque d'adaptation devra être compensé par une augmentation du gain des étages suivants.

On peut constater que les largeurs de bande optima sont de l'ordre de 10 à 12 Mhz. Dans ces conditions on peut affirmer qu'un tube moderne est susceptible de fournir un gain de tension suffisant pour rendre le bruit produit par le deuxième étage négligeable. Ceci est particulièrement vrai dans le cas de l'utilisation comme tube d'entrée d'un ensemble de deux triodes l'une cathode à la terre, l'autre grille à la terre (montage dit « cascode » (5)). Dans ce montage, en effet, l'ensemble des deux triodes est équivalent à une pentode de pente égale à la pente de la première triode, et de capacité de sortie égale à la capacité de sortie de la seconde triode. La pente d'une pentode étant toujours inférieure à celle de la triode qu'elle devient par réunion de son écran et de sa plaque et la capacité de sortie des triodes étant toujours inférieure à celle des pentodes, le calcul montre dans le cas d'une paire 6 AK 5. 6 J 4, que l'étage a un facteur gain-largeur de bande de 110 mhz. Cette quantité est supérieure à celle fournie par n'importe quelle

pentode et permet, pour des largeurs de bande de 10 à 12 Mhz de négliger le bruit du second étage.

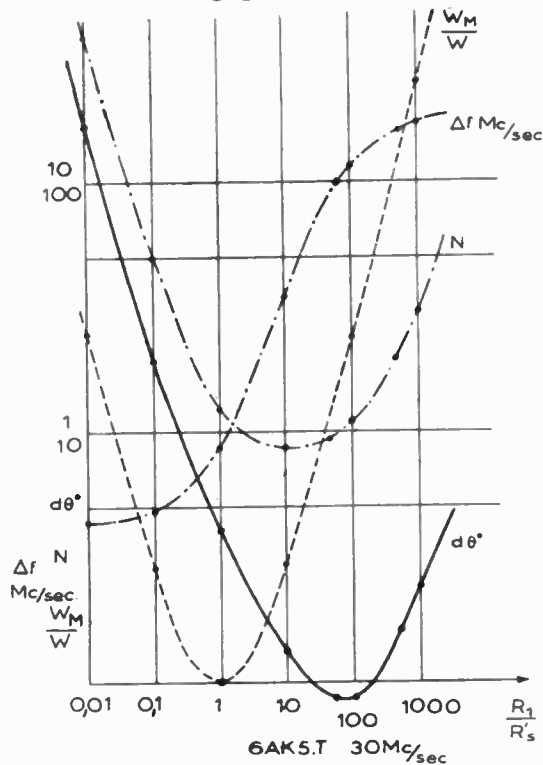


Fig. 4 b

Le procédé étudié permet donc une augmentation rapide de la largeur de bande quand α augmente,

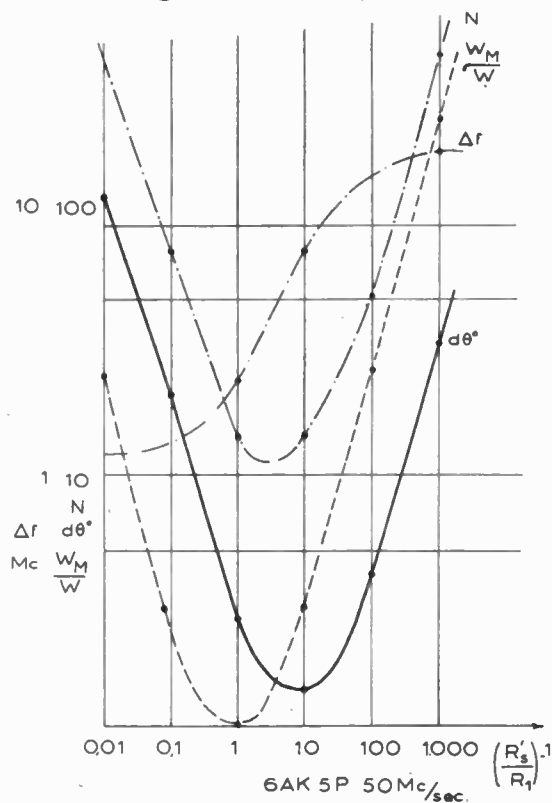


Fig. 5 a

alors que le facteur de bruit ne varie, au voisinage de son minimum que très lentement. On peut ainsi

diviser par deux la quantité $d\theta$ donc doubler la précision du radiomètre.

Nous avons cherché s'il n'existait pas d'autre procédé plus avantageux permettant un élargissement de la bande égal ou supérieur sans une dégradation trop grande du facteur de bruit.

Etude de l'utilisation de la contre-réaction.

Ce deuxième procédé consiste à élargir la bande passante en augmentant la conductance d'entrée du premier tube par contre-réaction. Les formules qui donnent les éléments indispensables au calcul sont bien connues (4).

Si l'on appelle G_{12} la conductance de la résistance qui relie la plaque et la grille du tube d'entrée, G_c la conductance de la charge de ce tube, G_e étant toujours la conductance du cristal telle qu'elle est

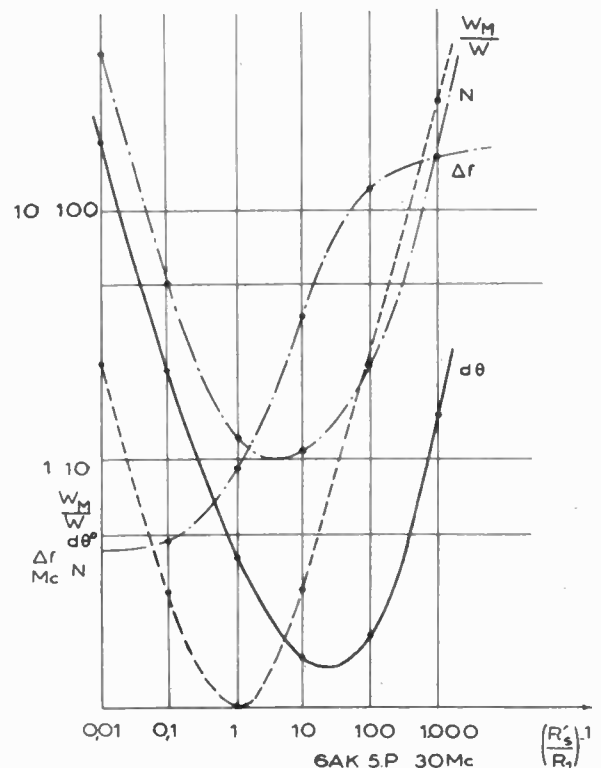


Fig. 5 b

ramenée au secondaire du circuit d'entrée, on exprime, d'après une analyse due à Macnee, le facteur de bruit par la formule :

$$N_m = 1 + R_{eq} G'_c \left[\frac{1 + \frac{G_{12}}{G'_c}}{1 - \frac{G_{12}}{g_m}} \right]^2 + \frac{G_{12}}{G'_c} \left[\frac{1 + \frac{G'_c}{g_m}}{1 - \frac{G_{12}}{g_m}} \right] + \frac{G_{12} G'_c}{g_m^2} \left[\frac{1 + \frac{G_{12}}{G'_c}}{1 - \frac{G_{12}}{g_m}} \right]^2$$

La conductance ramenée en parallèle à l'entrée du tube par l'introduction de la contre-réaction étant G_e nous avons posé :

$$G_e = \alpha G_1$$

La conductance totale d'entrée est alors :

$$G_e + G_1 = (\alpha + 1) G_1$$

α étant fixé, nous avons calculé la bande passante du circuit d'entrée dans les conditions d'adaptation optima au point de vue facteur de bruit. Ces conditions sont très voisines de celles qui seraient réalisées en remplaçant G_1 par $(\alpha + 1) G_1$ dans les formules déjà utilisées précédemment. La bande passante d'entrée étant ainsi connue, nous avons calculé la valeur de G_2 qui rendait la bande passante du circuit de couplage au deuxième tube égale à celle de l'entrée. Cette valeur de G_2 a été utilisée pour le calcul de N_m .

Tableau III

α	ΔF	$\frac{1}{G_2}$	F'	F''	F'''	N'''	N	W	dθ	F_{2-1}/W
0	4,1	3800	0,09	0	,001	1,09	8,35	830	1,26	,001
1	6,4	2600	0,127	,004	,002	1,13	8,5	390	1,02	,002
5	12,7	1300	0,23	,028	,012	1,27	9,1	102	0,76	,01
10	19	810	0,33	,072	,019	1,42	9,7	44	0,67	,023
25	33	510	0,62	,23	,058	1,91	11,6	16	0,61	,062
50	57	300	0,83	,90	,28	4,0	20	6	0,78	0,50

Dans ce tableau : F' représente la contribution à N_m du bruit thermique de T_1 .

F'' est la contribution à N_m du bruit thermique de la résistance R_s de contre-réaction.

F''' est la contribution de la charge du tube T_1 .

La quantité $\frac{1 - F_2}{W}$ représente la contribution du second étage supposé doté d'un facteur de bruit de 2 (cas d'un étage à large bande employant une pentode 6 AK 5).

Dans le cas de la contre-réaction par résistance, le gain de puissance peut tomber à des valeurs assez faibles quand la largeur de bande augmente. Il devient alors nécessaire de tenir compte du bruit produit dans le deuxième étage de l'amplificateur moyenne fréquence. Si W est le gain de puissance du premier étage, N_1 le facteur de bruit du premier étage, N_2 celui du second, on sait que le facteur de bruit total N_m est :

$$N_m = N_1 + \frac{N_2 - 1}{W}$$

On constate, en effet, dans la colonne correspondante du tableau (III) que l'apport du deuxième étage devient non négligeable tout en restant faible.

En fait, le calcul fait précédemment est légèrement pessimiste : en effet, nous avons calculé la charge de plaque du premier tube en cherchant à conserver la largeur de bande d'entrée dans le circuit de liaison au second tube. En fait la charge réelle est légèrement inférieure à celle qui correspond à la conductance G_2 calculée du fait de la contre réaction. La largeur de bande peut donc être conservée avec une conductance de charge plus faible, donc un meilleur gain de puissance. Le calcul numérique montre que la différence est faible.

La contre-réaction par résistance paraît donc susceptible d'apporter un gain appréciable de sensibilité par augmentation de la largeur de bande F sans augmentation prohibitive du facteur de bruit.



Fig. 7

Les considérations précédentes paraissent permettre une augmentation intéressante de la précision des radiomètres U. H. F., sans préjuger des perfectionnements à venir dans la construction des cristaux détecteurs.

Si l'on considère comme réalisables des cristaux produisant moins de bruit et dotés d'une faible perte de conversion, les performances s'améliorent considérablement. Si nous admettons les données de l'article de Wallman, Macnee et Gadsden :

$L = 3,6$ et $T = 1,1$ données qui, d'après ces auteurs ne sont « pas les meilleures que l'on ait obtenues », le facteur de bruit optimum serait de 7,2 avec une largeur de bande de 30 mégahertz. Ces chiffres conduisent, avec une largeur de bande B. F. de 0,25 cycle-seconde à une précision de 0,3 degré centigrade. Une précision du dixième de degré paraît possible dans un proche avenir.

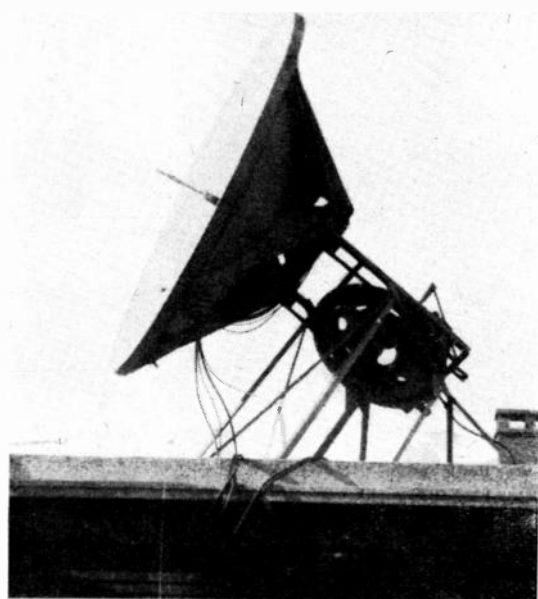


Fig. 6. — Aérien parabolique du radiomètre 1200 Mhz de l'École Normale Supérieure.

Le tube T_1 est supposé être formé d'un couple de triodes 6 AK 5 monté en « cascade ».

Un radiomètre destiné à l'étude de rayonnement du Soleil sur 1.200 Mega-hertz a été construit au Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure suivant les données fournies par une étude théorique dont une partie constitue le présent article. Ses caractéristiques principales sont :

Aérien : Dipôle avec réflecteur au foyer d'un miroir de 3 mètres de diamètre monté sur un support équatorial.

Récepteur superhétérodyne à entrée symétrique. Largeur de bande H. F. 20 Mégacycles. Facteur de bruit $N = 3,5$ (en rapport).

Des détails supplémentaires seront publiés ultérieurement sur cet appareil et d'autres réalisés suivant des principes voisins. La figure (7) montre le passage du Soleil devant l'aérien, enregistrement obtenu le 15 Juin 1948. La température apparente était de 100.000 °K.

Nous sommes heureux de profiter du présent article pour remercier le Professeur Y. Rocard qui nous a proposé ce sujet d'étude et qui, de plus, nous a prodigué ses conseils et nous a fourni les moyens

matériels qui nous ont permis de réaliser plusieurs appareils. Le Centre National de la Recherche Scientifique nous a aidé de ses crédits de matériel. Enfin les conceptions précédentes et d'autres que nous espérons exposer ultérieurement ont été précisées grâce à de nombreuses discussions avec Monsieur le Professeur P. Grivet et avec tous nos collègues du Département de Radio du Laboratoire.

BIBLIOGRAPHIE

1. — G. C. SOUTHWORTH. — Microwave radiation from the Sun. *The Jl. of the Franklin Inst.* Avril 194 . p. 285-97.
2. — R. H. DICKE. — The measurement of thermal radiation et microwave frequencies. *Rev. of Scient. Instr.* 17 Juil. 1946. p. 268-7.
3. — G. LEHMANN. — Bruits radio extraterrestres... *Onde Electrique*. 28 Avril 1948. p. 164-72. Mai 1948. p.
4. — S. N. VAN VOORHIS et Collaborateurs. — Microwave Receivers M. I. T. Radiation Lab. Series. Vol. 23. Mac Graw Hill Books Co. Inc. 1948.
5. — H. WALLMANN. A. B. MACNEE et C. P. GADSDEN. — A low noise amplifier. *Proc. Inst. Rad. Eng.* 36. Juin 1948. 700-08.

LE GLISSEMENT DE FRÉQUENCE PAR LAMPES A RÉACTANCE VARIABLE ⁽¹⁾ (suite et fin)

PAR

R. LEPRÊTRE

Ancien élève de l'Ecole Polytechnique

Ingénieur E. S. E., chef de la division Aviation Civile du C. N. E. T.

II. MONTAGE DE LAMPES A RÉACTANCE CAPACITIVE

Soit le montage de principe suivant (fig. 6), dérivé du montage précédent, par intervertissement de r et C_1 dans les circuits plaque et cathode de la triode (avec des valeurs différentes que nous préciserons).

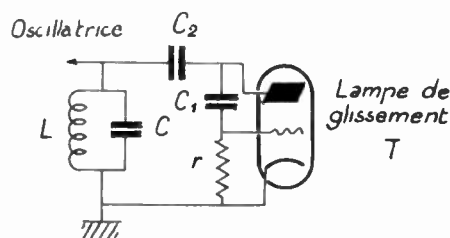


Fig. 6

Nous allons montrer que l'impédance équivalente à la lampe T et au circuit $r C_1$ est capacitive et calculer le glissement et l'amortissement correspondants.

On a le diagramme des tensions suivant (fig. 7) V_g est en quadrature avant de V_{c1} puisque V_{c1} est une différence de potentiel aux bornes d'une capacité et que V_{c1} est en phase avec le courant qui le parcourt.

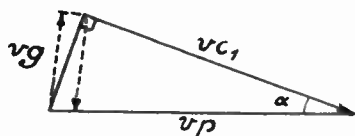


Fig. 7

Nous prendrons l'angle α du diagramme petit pour que l'amortissement soit faible ; on peut alors voir sur le diagramme que la lampe T est équivalente à une capacité car le courant plaque, grosso modo en phase avec V_g , est à peu près en quadrature avant de V_p .

α étant petit, r est alors petit devant $\frac{1}{C_1 \omega}$

$$\text{et, on a } \alpha = r C_1 \omega = \frac{V_g}{V_{c1}} \approx \frac{V_g}{V_p}$$

L'admittance des circuits LC et $r C_1$ qui a pour valeur :

$$\frac{1}{Z'} = \frac{1}{R} - \frac{j}{S} + \frac{1}{r} - \frac{j}{C_1 \omega}$$

s'écrit alors :

$$\frac{1}{Z'} = \frac{1}{R} + \frac{\alpha^2}{r} - \frac{j}{S} + \frac{\alpha j}{r}$$

En introduisant cette valeur dans l'équation de la lampe :

$$Y_p = \frac{k V_g}{\rho + Z'} = \frac{k V_g}{Z'} \frac{1}{\frac{\rho}{Z'} + 1}$$

il vient :

$$Y_p = k V_g \frac{\left(\frac{1}{R} + \frac{\alpha^2}{r} \right) \left(1 + \frac{\rho}{R} + \frac{\alpha^2 \rho}{r} \right) + \left(\frac{\alpha}{r} - \frac{1}{S} \right) \rho + j}{\left[\rho \left(\frac{1}{R} + \frac{\alpha^2}{r} \right) + 1 \right]^2 + \rho^2 \left(\frac{\alpha}{r} - \frac{1}{S} \right)^2}$$

$$\text{soit } Y_p = k V_g \frac{\Re}{(1)}$$

D'où, si Z désigne l'impédance de la lampe seule :

$$\frac{1}{Z'} = \frac{Y_p}{V_p} = \frac{k V_g}{V_p} \times \frac{\Re}{(1)}$$

Nous avons également :

$$\frac{V_g}{V_p} = \frac{V_g}{V_p} (\sin \alpha + j \cos \alpha) \approx \alpha (\alpha + j)$$

$$\frac{1}{Z'} = k \alpha (\alpha + j) \frac{\Re}{(1)}$$

$$\text{Posons pour simplifier : } \frac{1}{R} + \frac{\alpha^2}{r} = \frac{1}{R''} \quad (1 \text{ bis})$$

$$-\frac{\alpha}{r} + \frac{1}{S} = \frac{1}{S'} \quad (2 \text{ bis})$$

Il vient :

$$\frac{1}{Z'} = k \alpha (\alpha + j) \frac{\frac{1}{R''} \left(1 + \frac{\rho}{R''} \right) + \frac{\rho}{S'^2} - \frac{j}{S'}}{\left(\frac{\rho}{R''} + 1 \right)^2 + \frac{\rho^2}{S'^2}}$$

(1) Voir P.O. E. de mars (N° 264).

On peut écrire l'admittance $\frac{1}{Z_2}$ sous la forme :

$$\frac{1}{Z_2} = \frac{1}{R} + \frac{1}{j\omega S'} = \frac{1}{R} - \frac{j}{\omega S'}$$

D'où les formules de la conductance $\frac{1}{R}$ et de l'admittance réactive $\frac{1}{\omega S'}$:

$$\frac{1}{R} = k \alpha \frac{\frac{\rho \alpha}{S'^2} + \frac{1}{S'} + \frac{\alpha}{R''} \left(1 + \frac{\rho}{R''}\right)}{\left(\frac{\rho}{R''} + 1\right)^2 + \frac{\rho^2}{S'^2}} \quad (3 \text{ bis})$$

$$\frac{1}{\omega S'} = k \alpha \frac{-\frac{\rho}{S'^2} + \frac{\alpha}{S'} - \frac{1}{R''} \left(1 + \frac{\rho}{R''}\right)}{\left(\frac{\rho}{R''} + 1\right)^2 + \frac{\rho^2}{S'^2}} \quad (4 \text{ bis})$$

Calcul de l'admittance réactive en x parallèle sur le circuit oscillant :

Comme dans le 1^{er} montage on a :

$$\frac{1}{\omega S'} = - \frac{1}{S'}$$

Posons $\frac{1}{\omega S'} = y$ et comme précédemment x l'admittance réactive totale est égale à :

$$x = \frac{1}{\omega S'} - \frac{\alpha}{r} = y - \frac{\alpha}{r} \quad (7 \text{ bis})$$

L'équation 4 bis s'écrit en fonction de y et en faisant apparaître la pente de la lampe :

$$\rho^2 y^2 + \alpha \rho y + \frac{\rho}{R''} \left(1 + \frac{\rho}{R''}\right) = 0 \quad (8 \text{ bis})$$

Étudions le signe de x et pour commencer celui de y .

Pour cela, remarquons que si nous posons :

$y = -Y$, il vient :

$$Y = p \alpha \frac{\rho^2 Y^2 - \alpha \rho Y + \frac{\rho}{R''} \left(1 + \frac{\rho}{R''}\right)}{\left(\frac{\rho}{R''} + 1\right)^2 + \rho^2 Y^2} \quad (8 \text{ ter})$$

équation identique à l'équation (8) que nous pouvons traiter de la même manière. Le point de fonctionnement sera celui défini par l'intersection des courbes (fig 8).

$$l = \frac{\rho^2 Y^2 - \alpha \rho Y + \frac{\rho}{R''} (1 + \rho/R'')}{\left(\frac{\rho}{R''} + 1\right)^2 + \rho^2 Y^2} \quad (9 \text{ bis})$$

$$\text{et } Y = p \alpha l \quad (10 \text{ bis})$$

et nous avons démontré précédemment que l'ordonnée commune Y était positive, c'est-à-dire y négatif. Comme $x = y - \frac{\alpha}{r}$ (équation 7 bis)

x sera donc lui aussi négatif (voir courbe) et la réactance du montage T , r , C_1 est donc capacitive.

La capacité équivalente est alors telle que :

$$C = \frac{|x|}{\omega}$$

la pulsation ω des formules étant celle de l'oscillatrice montée avec la lampe T et son circuit r C_1 .

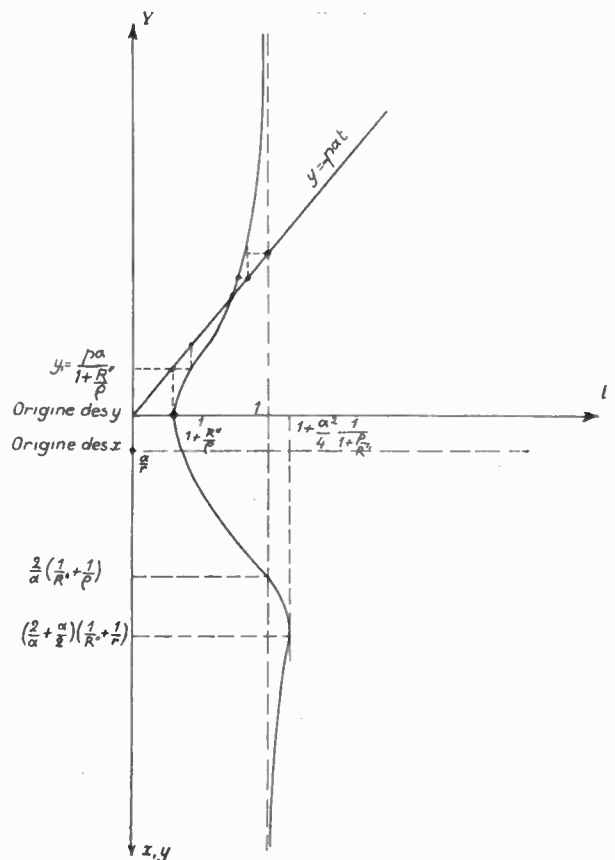


Fig. 8

Balayage ou modulation de fréquence. Calcul du glissement.

De part et d'autre de la fréquence f_1 , correspondant à la pulsation ω d'équilibre des oscillations pendant la pulsation ω d'équilibre des oscillations relative à des caractéristiques moyennes de la lampe T , il est possible de moduler en fréquence l'oscillatrice par variations des caractéristiques internes de la lampe T , au moyen de variations de la tension appliquée à une grille.

Comme dans le cas précédent on établirait la formule approchée :

$$\Delta f = \frac{\Delta y}{4 \pi C} \quad (12 \text{ bis})$$

Equation approchée de l'admittance réactive dans le cas général.

Nous pouvons, comme précédemment, évaluer des limites supérieures et inférieures de y , donc de x .

Une première approximation consiste à écrire que :

$$-p\alpha < y \leq \frac{-p\alpha}{1 + R''/\rho}$$

Une approximation meilleure donnera pour limites inférieure et supérieure de y :

$$-p\alpha \left[1 - \frac{1 + \rho/R''}{(\rho/R'' + 1)^2 + k^2\alpha^2} \right] < y < -p\alpha \left[1 - \frac{1 + \rho/R''}{(\rho/R'' + 1)^2 + \frac{k^2\alpha^2}{(1 + R''/\rho)^2}} \right]$$

et l'admittance réactive sera prise égale à :

$$x = -\frac{\alpha}{r} - p\alpha \left[1 - \frac{1 + \rho/R''}{(\rho/R'' + 1)^2 + \frac{k^2\alpha^2}{2}} \right] \quad (14 \text{ bis})$$

avec une approximation :

$$x_s - x_i = \frac{-\rho\alpha(1 + \rho/R'')k^2\alpha^2 \left[1 - \frac{1}{(1 + R''/\rho)^2} \right]}{\left[(\rho/R'' + 1)^2 + \left(\frac{k\alpha}{1 + R''/\rho} \right)^2 \right] \left[(\rho/R'' + 1)^2 + k^2\alpha^2 \right]}$$

soit $\pm 0,05 p\alpha$ pour des triodes de la plus basse amplification ($k\alpha \neq 1$, $\rho/R' \neq 1/2$).

Equation approchée de l'admittance réactive et du glissement dans le cas d'une pentode.

Dans le cas de la pentode, on établirait comme dans le cas précédent la formule approchée :

$$x = -p\alpha - \frac{\alpha}{r} \quad (15 \text{ bis})$$

d'où $\Delta y = \Delta x = -\alpha \Delta p$ et, d'après (12 bis) :

$$\Delta f = -\frac{\alpha \Delta p}{4\pi C}$$

(même formule au signe près que dans le cas du 1^{er} montage), ou, en remplaçant α par sa valeur en fonction de r , C_1 et f :

$$\frac{\Delta f}{f} = -\frac{r}{2} \frac{C_1}{C} \Delta p \quad (16 \text{ bis})$$

Calcul de la conductance en parallèle sur le circuit oscillant.

Elle est égale à :

$$\frac{1}{g} + \frac{\alpha^2}{r} \text{ avec la valeur (3 bis) de } \frac{1}{g}.$$

qui peut s'écrire en fonction de y et de la pente p du tube T :

$$\frac{1}{g} = p\alpha^2 \left[1 - \frac{\frac{\rho y}{\alpha} + 1 + \frac{\rho}{R''}}{\rho^2 y^2 + \left(\frac{\rho}{R''} + 1 \right)^2} \right] \quad (17 \text{ bis})$$

équation analogue à l'équation 17 si on change le signe de y .

On trouverait donc à la suite d'un raisonnement semblable à celui du cas du montage selfique les limites inférieure et supérieure suivantes :

$$\frac{\alpha^2}{r} + p\alpha^2 \left[1 + \frac{\frac{k}{1 + R''/\rho} - \left(1 + \frac{\rho}{R''} \right)}{k^2\alpha^2 + \left(\frac{\rho}{R''} + 1 \right)^2} \right] \quad (18 \text{ bis})$$

$$\frac{\alpha^2}{r} + p\alpha^2 \left[1 + \frac{k - \left(1 + \frac{R''}{\rho} \right)}{k^2\alpha^2 + \left(\frac{\rho}{R''} + 1 \right)^2} \right]$$

toutes deux supérieures à $\alpha^2 \left(\frac{1}{r} + p \right)$

Dans le cas d'une pentode, la conductance peut être prise égale à :

$$\frac{\alpha^2}{r} + p\alpha^2 \left[1 - \frac{k - \frac{\rho}{R''}}{k^2\alpha^2 + \frac{\rho^2}{R'^2}} \right] \quad (19 \text{ bis})$$

un ordre de grandeur peut être fourni à partir de la formule simplifiée $\frac{\alpha^2}{r} + p\alpha^2$

Discussion des formules du glissement et de l'amortissement.

On aboutirait à des remarques analogues à celles données dans le cas du montage selfique.

On verrait en particulier que pour une fréquence donnée, on a avantage à prendre C_1 le plus petit possible et r le plus grand possible compatible cependant avec une valeur de α petit devant 1 (la résistance r est beaucoup plus faible que dans le cas du montage selfique.)

Par contre les conclusions sont différentes dans le cas où l'on veut étudier l'influence de la fréquence pour un montage déterminé (p , L , r , C_1 donnés ; C variable), la formule (16 bis) peut s'écrire :

$$\frac{\Delta f}{f} = -\frac{r C_1}{2} \Delta p \times L \omega^2$$

et montre qu'au point de vue du glissement relatif, les hautes fréquences sont fortement avantageuses.

Il est donc plus indiqué de faire varier la self

pour faire varier la fréquence et, dans ce cas, le glissement relatif est constant, car on a :

$$\frac{\Delta f}{f} = - \frac{r C_1 \Delta p}{2 C}$$

Au point de vue de l'amortissement, la conductance, dont une valeur approchée est : $\alpha^2/r + p \alpha^2$ croît avec la fréquence et la résistance à l'antirésonance d'un circuit oscillant déterminé croît avec la fréquence. À ce point de vue, ce sont les basses fréquences qui sont doublement favorisées.

En résumé, pour un montage préétabli, du type capacitif, il y a de grandes variations de l'amortissement avec la fréquence, même si c'est la self en C.O. que l'on fait varier.

Comparaison des montages selfique et capacitif.

La précédente remarque peut faire préférer, dans certains cas, le montage selfique au montage capacitif. Mais pour une même fréquence, comme le montre la comparaison entre l'exemple suivant et celui du cas précédent, le montage à réactance capacitive est supérieur à celui à réactance selfique c'est-à-dire qu'à amortissement égal, le glissement est plus important.

Tous les deux donnent de meilleurs résultats en basse fréquence qu'en haute fréquence.

Exemple.

Nous allons dans le cas d'un montage capacitif calculer la valeur du glissement qui, dans les mêmes conditions générales (L , C , ω , Q , k , p , ρ) (valeurs de r et C_1 différentes) donne le même amortissement que dans le cas du montage selfique :

Nous avons :

$$f = 10 \text{ Mc/s.}$$

$$L = 8 \mu \text{ H.}$$

$$C = 31 \text{ pf.}$$

$$Q = 200 \text{ d'où } R = QL \omega = 100.000 \text{ ohms.}$$

Prenons $r = 1.000 \text{ ohms.}$

Pour une 6 A C7 :

$$k = 6.750.$$

la pente p varie de 1 à 16 ma/v. Nous calculons l'amortissement pour la pente maxima ; $\rho = 420.000 \Omega$ pour cette dernière valeur de p . La valeur de α à laquelle nous nous arrêtons est :

$$\alpha = \frac{1}{36,5} \text{ pour laquelle}$$

$$C_1 = \frac{\alpha}{r \omega} = 0,5 \text{ pf}$$

valeur acceptable puisqu'elle est supérieure à la capacité grille plaque de la 6 A C7.

$$\frac{1}{R''} = \frac{\alpha^2}{r} + \frac{1}{R} = \frac{1}{93.000}$$

d'où la valeur de la résistance d'amortissement d'après 19 bis : 66.000 ohms.

valeur que nous nous sommes arrangés à trouver égale à celle que nous avons trouvée dans le cas précédent :

Pour cette valeur d'après (16 bis) dans lequel $\Delta p = 15 \text{ ma/v}$, le glissement relatif est égal $\frac{\Delta f}{f} = 12\%$

On a donc un glissement de fréquence égal à :

$$\Delta f = 10 \text{ Mc/s} \times 0,12 = 1,2 \text{ Mc/s.}$$

Montage capacitif à ligne.

On peut réaliser un montage capacitif en remplaçant le circuit $r C_1$ par une ligne dont la longueur D est égale au $\frac{1}{8}$ de la longueur d'onde de l'oscillatrice.

En effet, on démontre, dans la théorie des lignes que l'impédance équivalente à la ligne et à son impédance terminale qui est ici approximativement la résistance interne ρ de la lampe a pour expression :

$$Z_c = R_c \frac{R_c \operatorname{Sh} \alpha D + \rho \operatorname{Ch} \alpha D}{R_c \operatorname{Ch} \alpha D + \rho \operatorname{Sh} \alpha D}$$

expression dans laquelle R_c est la résistance caractéristique de la ligne double ($R_c = \sqrt{\frac{L}{C}}$) et α une constante égale à :

$$\alpha = j \omega \sqrt{L C}$$

(L et C étant respectivement la self et la capacité linéique de la ligne) la longueur d'ondes λ et la pulsation ω étant liées par la relation :

$$\lambda = \frac{2\pi}{\omega} \frac{1}{\sqrt{L C}}$$

On a donc :

$$\alpha = j \frac{2\pi}{\lambda}$$

Dans le cas présent où $D = \lambda/8$ on a :

$$\alpha D = j \frac{\pi}{4}$$

d'où :

$$Z_c = R_c \frac{j R_c \sin \frac{\pi}{4} + \rho \cos \frac{\pi}{4}}{R_c \cos \frac{\pi}{4} + j \rho \sin \frac{\pi}{4}}$$

$$\text{c'est-à-dire : } Z_c = R_c \frac{\rho + j R_c}{R_c + j \rho}$$

Écrivons l'expression de l'admittance totale correspondante :

$$\frac{1}{Z_c} = \frac{R_c + j \rho}{R_c (\rho + j R_c)}$$

c'est-à-dire :

$$\frac{1}{Z_c} = \frac{2 \rho}{\rho^2 + R_c^2} + j \frac{\rho^2 - R_c^2}{R_c (\rho^2 + R_c^2)} = \frac{1}{R} + \frac{1}{j S}$$

La conductance $\frac{1}{R}$ est égale à

$$\frac{1}{S} = \frac{2\rho}{\rho^2 + R_c^2} = \frac{2}{\rho \left(1 + \frac{R_c^2}{\rho^2}\right)}$$

L'admittance réactive $\frac{1}{S}$ est égale à :

$$\frac{1}{S} = \frac{1}{R_c} \frac{\rho^2 - R_c^2}{\rho^2 + R_c^2} = \frac{1}{R_c} \left(\frac{1 - \left(\frac{R_c}{\rho}\right)^2}{1 + \left(\frac{R_c}{\rho}\right)^2} \right)$$

Or, la résistance interne ρ est supérieure à la résistance caractéristique. L'admittance équivalente est, par suite, capacitive.

Des variations de tension sur la grille de la lampe se traduisent, comme dans les cas précédents par des variations de ρ et par suite par des variations de la fréquence d'oscillation.

III. — MONTAGES A AMORTISSEMENT NUL OU NÉGATIF

Nous avons vu que la conductance d'amortissement était toujours dans les cas précédents, supérieure à ρx^2 . On a cherché à avoir une valeur nulle, voir même négative en se servant d'autres montages.

Les schémas des figures 9 et 10 créent une rotation de π de la phase de $\mathcal{E}p$. Ceci s'obtient en

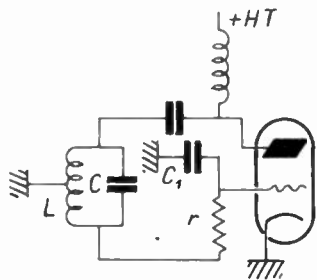


Fig. 9

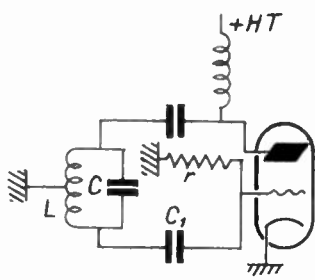


Fig. 10

mettant à la terre le point milieu de la self du circuit oscillant et en disposant le circuit rc_1 entre la masse, la grille de la lampe de glissement et l'ex-

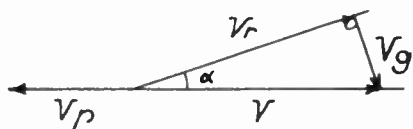


Fig. 11

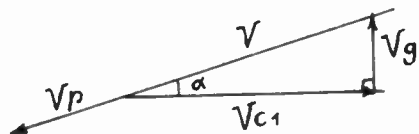


Fig. 12

trémité du circuit oscillant opposée à l'extrémité où est connectée la plaque de cette lampe.

Ces montages correspondent respectivement aux diagrammes de Fresnel représentés figures 11 et 12.

$\mathcal{E}g$ étant respectivement en quadrature arrière sur $\mathcal{E}r$ ou en quadrature avant sur $\mathcal{E}c_1$.

$\mathcal{E}$ est la somme des tensions $\mathcal{E}r$ et $\mathcal{E}c_1$ dans chaque cas et $\mathcal{E}p$ est toujours égal en amplitude à $\mathcal{E}$ et en opposition.

On peut se rendre compte sur ces diagrammes que le type de montage permet un amortissement nul ou négatif en décomposant le courant plaque du tube en ses deux composantes, l'une la plus importante en phase avec Vg , l'autre en phase avec Vp . Le courant plaque peut être amené pour une valeur de α correcte, en quadrature exacte de $\mathcal{E}p$.

α est respectivement égal à :

$$\frac{Vg}{Vr} \text{ ou } \frac{Vg}{Vc_1} \text{ très peu différent en tous cas de } \frac{Vg}{V}$$

$$\frac{\mathcal{E}g}{\mathcal{E}p} = -\frac{\mathcal{E}g}{\mathcal{E}} \text{ sera égal respectivement à :}$$

$$\frac{\mathcal{E}g}{\mathcal{E}p} = -\frac{Vg}{V} (\sin \alpha - j \cos \alpha) \quad (1)$$

$$\frac{\mathcal{E}g}{\mathcal{E}p} = -\frac{Vg}{V} (\sin \alpha + j \cos \alpha) \quad (2)$$

Le calcul complet de la conductance et de l'admittance réactive équivalentes au tube T étant plus laborieux que dans les cas précédents, nous pouvons simplifier le raisonnement en ne tenant pas compte de l'impédance du circuit oscillant. Pour cela, considérons l'équation de la lampe :

$$\rho \mathcal{E}p = k \mathcal{E}g + \mathcal{E}p$$

Nous en déduisons :

$$\frac{\mathcal{E}p}{\mathcal{E}} = \frac{k}{\rho} \frac{\mathcal{E}g}{\mathcal{E}p} + \frac{1}{\rho} \text{ c'est-à-dire, en appelant } Z \text{ l'impédance équivalente à la lampe T :}$$

$$\frac{1}{Z} = \frac{k}{\rho} \frac{\mathcal{E}g}{\mathcal{E}p} + \frac{1}{\rho} \quad (3)$$

En tenant compte des équations (1) et (2), il vient alors respectivement, α étant petit

$$\frac{1}{Z_1} = \frac{-k\alpha}{\rho} (\alpha - j) + \frac{1}{\rho}$$

$$\frac{1}{Z_2} = \frac{-k\alpha}{\rho} (\alpha + j) + \frac{1}{\rho}$$

c'est-à-dire respectivement :

$$\frac{1}{Z_1} = \frac{1 - k\alpha^2}{\rho} + j \frac{k\alpha}{\rho} \quad (4)$$

$$\frac{1}{Z_2} = \frac{1 - k\alpha^2}{\rho} - j \frac{k\alpha}{\rho} \quad (4 \text{ bis})$$

Soit $\mathcal{R}$ et $\mathcal{S}$ les résistances et réactances équivalentes à la lampe T :

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{\mathcal{R}} + \frac{1}{j\mathcal{S}}$$

$$\text{d'où } \frac{1}{\omega L} = \frac{1 - k \alpha^2}{\rho} \quad (5)$$

$$\frac{1}{\omega L} = x = - \frac{k \alpha}{\rho} = - p \alpha \quad (6)$$

dans le cas où la capacité C_1 est entre grille et cathode, et :

$$\frac{1}{\omega L} = x = \frac{k \alpha}{\rho} = p \alpha \quad (6 \text{ bis})$$

dans le cas où C_1 se trouve entre la grille et la plaque de la lampe T.

Une première conclusion est que l'impédance est capacitive dans le premier cas, selfique dans le second cas (résultats inverses des montages précédents).

La valeur des admittances est $\mp \rho \alpha$

D'autre part, pour la valeur particulière de α telle que : $1 - k \alpha^2 = 0$,

$$\text{c'est-à-dire } \alpha = \sqrt{\frac{1}{k}},$$

la conductance est nulle.

Calculons le désaccord en fonction de x .

L'admittance x est en parallèle sur la moitié de la self du circuit oscillant. Nous négligerons l'admittance du circuit r_1 , en parallèle sur l'autre moitié.

D'où :

$$\left(\frac{L \omega}{2} + x + \frac{1}{L \omega 2} \right) C \omega = 1$$

$$\text{c'est-à-dire : } C L \omega^2 \left(\frac{L \omega x + 4}{L \omega x + 2} \right) = 2$$

en dérivant logarithmiquement par rapport à ω et à x , il vient :

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} = \frac{\Delta x}{x} \frac{1}{\frac{(L \omega x + 4)(L \omega x + 2)}{L \omega x}} - 1$$

$$\text{Or, } L \omega = \frac{R}{Q} \text{ est de l'ordre de } \frac{100.000}{200} = 500$$

et $x = p \alpha$

$$\text{avec } p < \frac{1}{1.000} \text{ et } \alpha < \frac{1}{10}$$

$$\text{d'où } x < 10^{-4} \text{ et } L \omega x < \frac{500}{10.000} = \frac{1}{20}$$

$L \omega x$ est donc négligeable devant 2 et 4 on en déduit 1 négligeable devant $\frac{8}{L \omega x}$. D'où :

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta \omega}{\omega} \mp \frac{\Delta x}{x} \frac{L \omega x}{8} = \frac{L \omega \Delta x}{8}$$

Soit $\Delta x = \alpha \Delta p$.

$$\boxed{\frac{\Delta f}{f} = \frac{L \omega \alpha \Delta p}{8}} \quad (7)$$

Dans le cas d'un montage capacitif, on aura la formule :

$$\boxed{\frac{\Delta f}{f} = - \frac{L \omega \alpha \Delta p}{8}} \quad (7 \text{ bis})$$

Discussion des résultats.

1°) Choix de α .

Dans les deux cas il y a intérêt à annuler $\frac{1}{\omega L}$, voir même à le rendre négatif : il faudra donc que $\alpha \geq \sqrt{1/k}$. On aboutit donc à une conclusion opposée à celle des montages précédents. D'ailleurs, plus α sera grand, plus le glissement sera grand, d'où l'avantage du montage. Mais il faut remarquer que dans les mêmes conditions de montage le glissement relatif est 4 fois plus petit que dans le cas des montages précédents :

$$\frac{L \omega \alpha \Delta p}{8} \text{ au lieu de } \frac{L \omega \alpha \Delta p}{2} \quad (16)$$

Un autre inconvénient est de diminuer la stabilité de l'oscillateur. On sait en effet qu'un oscillateur débitant sur une impédance non réactive, négative, fonctionne dans de mauvaises conditions de stabilité de fréquence.

Ceci limitera donc la valeur de α

2°) Choix de p .

Le glissement sera également d'autant plus grand que p sera lui-même plus grand, d'après les formules (7) et (7 bis).

3°) Choix de ρ .

Pour une même valeur de α , $|1/\omega L|$ sera d'autant plus faible que ρ sera grand, ce qui favorise l'emploi des pentodes.

4°) Choix de L .

Pour une fréquence déterminée, d'après les équations (7) et (7 bis), il y a avantage à avoir une valeur de L aussi grande que possible, et une faible valeur de C .

Par contre, en ce qui concerne l'amortissement, pour une valeur donnée de la résistance équivalente à la lampe de glissement, l'amortissement sera excessif, si L est grand. Une valeur moyenne devra donc être choisie pour L .

5°) Influence de la fréquence.

Les formules 5, 7 et 7 bis ne font pas apparaître dans les qualités du montage de préférence dans le choix de la fréquence.

Si l'on veut, par contre, étudier l'influence de la fréquence pour un montage déterminé (p , r , c_1 donnés, et L et C variables), on s'aperçoit qu'il y a avantage, pour avoir un glissement relatif constant dans toute la gamme balayée, à avoir la capacité variable dans le premier montage qui est capacitif (c_1 entre grille et masse) et la self variable dans le 2° montage qui est selfique (r entre grille et masse) (résultats opposés à ceux des montages précédents).

IV. — DISPOSITIF INSENSIBLE AUX VARIATIONS DE TENSION D'ALIMENTATION

Le glissement de fréquence par lampe à réactance variable est essentiellement un dispositif sujet à variation dès qu'une tension quelconque (chauffage, haute tension, tension d'écrans ou de polarisation) change.

On a cherché à s'en affranchir.

La figure 15 montre un dispositif évitant de tels ennuis.

La lampe L_1 fonctionne ici comme une oscillatrice ayant les réactances des lampes L_2 et L_3 en parallèle dans son circuit oscillant. Ces dernières lampes sont excitées en basse fréquence en opposition.

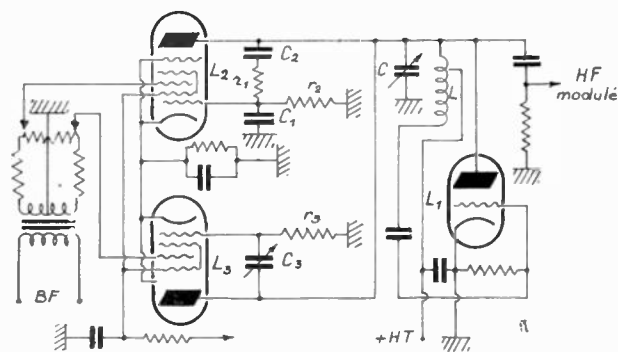


Fig. 15

Le montage de la lampe L_1 (r_1 , C_1) la fait fonctionner en réactance positive (self).

Celui de la lampe L_3 (r_3 , C_3) en réactance négative)

La capacité C_2 est une capacité de blocage, évitant une polarisation positive de la 1^{ère} grille de la lampe L_2 , la résistance r_2 est une résistance de fuite.

Si la tension instantanée basse fréquence augmente en L_2 , la pente augmente, l'admittance réactive x_2 équivalente à L_2 augmentera donc et Δx_2 sera positif.

Dans le même temps en L_3 , la tension instantanée basse fréquence diminue, la pente également, l'admittance réactive x_3 équivalente à L_3 diminuera en valeur absolue mais, comme l'admittance est négative, Δx_3 sera encore positif.

Les deux variations Δx sont de même signe, elles s'ajoutent arithmétiquement et la variation de la fréquence correspond à la somme des deux effets séparés, d'après la relation :

$$\Delta f = \frac{1}{4\pi C} (\Delta x_1 + \Delta x_2)$$

Mais si la tension varie également sur chacune des deux lampes, p variera également des deux côtés à la fois dans le même sens, ce qui amènera une variation contraire de x_2 et de x_3 . Les effets se soustraient alors.

Par un réglage convenable de C_3 , on peut équilibrer les deux lampes pour que la variation totale soit nulle.

Remarque.

Comme la fréquence peut varier sur l'oscillatrice L_1 par variations des tensions de ses propres éléments, on préfère régler C_3 de façon à corriger l'ensemble, en donnant aux lampes L_2 L_3 une caractéristique inverse de celle de L_1 .

CONCLUSION

L'étude précédente a dégagé les caractéristiques de fonctionnement des principaux montages à lampes à réactance variable dont l'intérêt est certain pour la commande de la variation de fréquence d'accord des circuits oscillants.

L'utilisation de ces lampes est cependant délicate et demande une mise au point qui est toujours un cas d'espèce, variable non seulement avec le type de montage, mais aussi avec les pièces détachées utilisées. Le réglage devra se faire sur le chassis et ne peut en général être prédéterminé de façon rigoureuse à l'avance.

Les montages avec lampes à réactance variable ne sont d'ailleurs utilisés que dans le cas de modulation de fréquence à faible puissance.

Pour les grandes puissances, et dans le cas où une stabilisation de la fréquence moyenne est nécessaire, d'autres procédés, ressortissant d'une autre technique, sont mis en œuvre.

LE XIII^e SALON INTERNATIONAL DE PRÉSENTATION TECHNIQUE DES PIÈCES DÉTACHÉES, TUBES ÉLECTRONIQUES, ACCESSOIRES DE RADIO ET APPAREILS DE MESURE

(4 AU 8 FÉVRIER 1949)

Chaque année, cette exposition marque un pas important dans les progrès de la radiotechnique, mais l'essor de cette manifestation a été particulièrement sensible depuis deux ans, sous l'action du Syndicat National des Industries Radioélectriques, de la chambre syndicale des Constructeurs de compteurs et Appareils de mesure et du syndicat des Constructeurs français de Condensateurs électriques fixes. Le nombre des exposants, passé de 137 à 200 en 1948, a atteint 270 cette année, ce qui a nécessité «in extremis» l'ouverture d'une salle supplémentaire du Palais des Expositions. La participation étrangère s'est révélée très active : Danemark, Etats-Unis, Grande-Bretagne, Hollande, Italie, Suède et Suisse ont apporté leur intéressant concours.

Les tendances observées n'ont rien de bien nouveau et c'est précisément cette continuité dans l'effort qui en marque tout l'intérêt. Les progrès de cette année sont l'aboutissement logique des recherches faites pour l'amélioration de la qualité des matériels et leur adaptation à des conditions de plus en plus sévères. En règle générale, on constate avec satisfaction l'augmentation du nombre des types de pièces détachées qui répondent non seulement aux règles de sécurité et de qualité des récepteurs et éléments de radiodiffusion, mais encore aux spécifications prévues pour les matériels professionnels (Règles d'établissement du C. N. F. T., spécifications unifiées C. C. T. I.). L'emploi de fréquences toujours plus élevées a déterminé une orientation constante vers la miniaturisation des tubes et des pièces qui s'efforcent, par ailleurs, de satisfaire par les procédés de « tropicalisation » aux conditions de fonctionnement les plus variables sous les divers climats. L'objet de ce compte rendu, qui ne peut prétendre à être complet, est d'attirer l'attention sur les tendances et les réalisations les plus remarquables à ces divers points de vue.

Appareils de mesure

Le nombre et la variété des appareils exposés ne nous permet pas d'entrer dans le détail de leurs caractéristiques. Le voltmètre électronique, instrument essentiel pour la technique des courants

faibles, couvre des gammes de 20 Hz à 100 M Hz. Certains, appropriés aux faibles tensions de 0,01 à 0,5 V offrent une précision de ± 3 pour 100 ; un voltmètre portatif permet la mesure jusqu'à 1.500 V ; un nouveau voltmètre à diode présente une impédance de 15 M Ω .

Quelques nouveautés sont à signaler parmi les appareils spéciaux : un analyseur dynamique mesurant le gain et la sensibilité, un détecteur de courts-circuits dans les bobinages et une « boîte de claquage » de 0 à 5.000 V en trois gammes logarithmiques, sans compter un analyseur d'atelier à grand cadran avec commutation par broche à cinq contacts.

En haute fréquence, de nouveaux générateurs couvrent les gammes de 300 à 100 M Hz avec oscillateur à points fixes stabilisé par quartz ; de 100 à 20 MHz et de 50 à 12 kHz. Gradués en tension, affaiblissement et gain, ils conviennent particulièrement pour les récepteurs d'aviation et de marine. Sur un autre appareil, la gamme de 50 kHz à 50 MHz est couverte en 10 sous-gammes. Un générateur d'atelier présentant une stabilité de 0,02 pour 100 en fonction de la tension du réseau et de 0,1 pour 100 par 10° C en fonction de la température ambiante offre une distorsion inférieure à 5 pour 100 en haute fréquence et 1 pour 100 en basse fréquence.

Notons encore un générateur modulé en fréquence, un générateur à ondes courtes, un générateur d'impulsions de 0,5 à 50 μ s avec tension de crête de 200 V. Les générateurs à basse fréquence couvrent la gamme jusqu'à 15.000 ou 20.000 Hz avec une précision de ± 2 Hz. Signalons un générateur interférentiel et un oscillateur kerdomètre portatif.

Parmi les fréquencemètres, on remarque un appareil à quartz pour les mesures de haute précision (1/500 à 1/1.000^e), transportable et fonctionnant avec redresseur diode ou oxymétal ; un fréquencemètre à haute fréquence à deux oscillateurs avec cadran à 800 points de lecture et vernier ; un fréquencemètre à basse fréquence couvrant en 6 gammes la bande de 10 à 50.000 Hz.

Un acumètre à ondes métriques (q-mètre) fonctionne jusqu'à 200 MHz avec cadran gradué en surtensions. Un nouvel acumètre à basse fréquence de 20 à 20.000 Hz mesure les surtensions jusqu'à

400. Rappelons le phasemètre pour haute et basse fréquences trouvant son utilisation en radiogoniométrie et en télévision ; l'alimentation stabilisée pour tous appareils de mesure et un nouveau mesureur de champ à haute fréquence de 150 KHz à 25 MHz avec oscilloscope et dont l'erreur est inférieure à 3,5 pour 100.

En basse fréquence, rien de bien neuf à signaler, si ce n'est un wattmètre de sortie de 0,1 à 5.000 mW en quatre gammes et des impédancemètres jusqu'à 20.000 ohms avec générateur à 400 et 1.000 Hz. Pour les mesures sur les tubes, de nouveaux « lampemètres » sont présentés en chassis, pupitre ou valise ; un « pentemètre » permet d'estimer la pente entre 0,2 et 30 m A/V.

Parmi les étalons, on remarque des condensateurs à air variables étalonnés à ± 1 p F près, des condensateurs micrométriques de haute précision pour mesurer à 0,01 p F près les variations de capacité, des séries d'inductances étalons de 0,3 à 200 m H pour fréquences de 55 kHz à 40 MHz.

Dans le domaine des oscilloscopes, signalons un appareil portatif donnant une image de 110 mm de diamètre, un appareil à haute fréquence jusqu'à 2 MHz, un oscilloscope léger (6 kg) pour dépannage volant ayant une sensibilité de 30 à 45 m V : cm, un oscillographe ultra-rapide pour fractions de microseconde un appareil à 5 traces et un autre à 2 traces, enfin un appareil pour photographie d'oscillogrammes.

Pour la télévision, un voluteur de 6 à 50 MHz, une hétérodyne jusqu'à 90 MHz ; un générateur de vidéosynchronisation donnant une mire électronique à 8 traits verticaux et 9 horizontaux ; des générateurs de signaux rectangulaires.

L'électronique déborde largement sur les applications industrielles, la physique et la physiologie. Notons au passage un mesureur de rigidité diélectrique monté sur acimètre à 50 MHz, un ondemètre électronique à quartz, un perméamètre de contrôle pour perméabilités de 55 à 150.000, un comparateur magnétique traçant sur l'oscilloscope les courbes d'hystérésis, des détecteurs de pression et de vibrations, un mesureur de déformations mécaniques, un syntonateur pour l'accord objectif des instruments de mesure, un capachronoximètre, un « médicatest » pour les diagnostics médicaux.

Pièces détachées

Les **aériens** présentent quelques modèles spéciaux : antenne-voiture à support unique, articulé dans l'aile du véhicule, avec trois éléments télescopiques ; antenne-télévision à simple dipôle ou avec dipôle réflecteur et dipôle directeur ; antenne de balcon en dipôle replié. Quelques cadres perfectionnés pour réception sélective contre les parasites, des cadres-antennes pour postes-voiture. Cette année, les câbles coaxiaux pour descente sont isolés au polythène plein ou en étoile à cinq branches, le conducteur extérieur étant une tresse en cuivre. Pour le raccordement, plusieurs fiches coaxiales bien étudiées, dont un modèle « amateur » pour téléviseur en métal embouti avec prise de masse à pression par pince.

Les **antiparasites** sont caractérisés par quelques types professionnels montés sur câble souple pour les petites machines, et par un nouveau modèle de filtre antiinductif à deux condensateurs au papier bobinés en sens contraire sur le même axe. Des bougies antiparasites peuvent être montées sur les voitures. On adapte aussi à la tige filetée de la bougie des résistances antiparasites de 5.000 à 20.000 Ω résistant aux vibrations et aux chocs. Certaines entreprises pratiquent l'antiparasitage à forfait des brouillages délicats par enseignes, caisses enregistreuse, machines comptables, commutatrices.

En matière de **bobinages à haute fréquence**, notons la tendance à la suppression du condensateur d'accord par la substitution d'un noyau magnétique réglable. Les blocs classiques s'orientent vers la miniaturisation. On remarque des spécialités : blocs pour postes-voiture à trois gammes, blocs pour postes-batteries pour antenne ou cadre monospire à basse impédance ; blocs coloniaux pour recevoir sans discontinuité de 12,5 m à 105 m de longueur d'onde ; blocs tropicalisés montés sur stéatite, blocs maritimes pour les bandes de 79 à 215 m. Signalons la qualité meilleure des bobinages pour l'exportation. Certains transformateurs à moyenne fréquence miniatures sont montés sous blindage massif en métal fondu.

Les **commutateurs** miniatures de diamètre réduit se font parfois en 10 contacts au lieu de 12 ; un nouveau modèle français à double contact par pince possède les performances des types américains analogues (spécification JAN). Pour l'émission, des commutateurs sur stéatite vernie à encliquetage automatique ont des contacts à 10 A par paillettes de chrysocal argenté. Un combineur universel, à cames en polystyrène, possède 4 à 24 contacts sur or ou argent à nettoyage automatique. Certains commutateurs sur acier cadmié supportent une tension de 7.000 V. Parmi les nouveautés, notons des relais miniatures de télécommande et des jacks moulés dans une masse de polyamide.

Dans les **résistances fixes**, on remarque des modèles à couche sur stéatite jusqu'à 10 M Ω supportant jusqu'à 3.000 V. La dimension des miniatures est ramenée à 10 mm $\times$ 4 mm pour les types de 1/2 W, à 2 mm $\times$ 7 mm pour les « subminiatures » de 0,1 W isolées.

Une forte réduction a été constatée sur le diamètre des **potentiomètres**, qui tombe à 30,25 et même 20 mm de 2.000 ohms à 5 M Ω et, en type bobiné, pour réglage de point milieu.

Les **condensateurs au papier** tiennent des écarts de température considérables (— 60° à + 95°). Conformément aux prescriptions les plus sévères (catégorie 3, C. N. E. T. n° 70.143). Les condensateurs doubles à bobinages inverses éliminent l'effet inductif, des condensateurs de découplage sont présentés en boîtier laiton soudé avec sorties par perles. Des miniatures tropicalisés pour l'aviation et les colonies tiennent de — 10° à + 75° C. Une nouveauté apparaît sous forme de condensateurs subminiatures au papier métallisé de 30 m μ F sous 500 V mesurant

12 mm de hauteur sur 3 mm de diamètre et sorties par fils du même côté et fonctionnant entre -30° et 70° C. Rappelons encore les condensateurs étanches sous tube de stéatite avec embouts soudés, les condensateurs à haute tension et bain d'huile jusqu'à 100.000 V.

Les **condensateurs électrolytiques** ont pu réduire leur diamètre à 16 et 22 mm, avec sortie normalisée par fils ou cosses. Les condensateurs au mica argenté même « tropicalisés » et tenant 7.000 V, ont tendance à être remplacés par les condensateurs céramique qui assurent qualité, stabilité, isolement élevé, faibles pertes à haute fréquence (moins de 20×10^{-4} à 1,5 MHz). Des condensateurs miniatures sont conformes aux normes américaines (-55° à $+85^{\circ}$ C) ; des subminiatures de 500 à 2.000 p F tenant 1.000 V avec isolement supérieur à $10.000 \text{ M}\Omega$ ont un angle de pertes inférieur à 150×10^{-4} . Notons encore des condensateurs de découplage meilleurs que les américains et se soudant à 1 mm de la céramique et des tubulaires présentant des coefficients de température divers de 0, -100 ou -750° .

En ce qui concerne les **condensateurs variables**, les nouveaux modèles normaux de 490 p F présentent les perfectionnements suivants : fixation centrale sur stéatite, centrage automatique sur bille par pièce en acier à ressort fixée en trois points, prise de masse par fil de maillechort avec fixation en deux points et friction intermédiaire, renforçant l'élasticité de la masse, intercalation d'une languette de cuir pour éviter l'effet microphonique avec axe indépendant de la commande qui s'opère par fourchette. Certains modèles sont conformes aux normes U. S. E. (98). Les condensateurs miniatures ont un encombrement réduit (35 mm $\times$ 40 mm). La protection est assurée par carter en rhodoïd. Les condensateurs coloniaux en métal cadmié sont montés sur stéatite vernie et constitués en métaux de même nature (normes tropicales C. N. E. T.). Le double roulement à billes est protégé dans un carter noyé dans la graisse de silicone. Le rotor et l'axe sont isolés. Certains modèles ont des flasques en acier parkerisé. Dans le domaine professionnel, on remarque des condensateurs à lames « papillon » isolées, dont la stabilité est améliorée. Pour l'émission, on dispose de condensateurs variables avec lames à ondulations concentriques améliorant la rigidité mécanique et travaillant sous 10.000 V. Notons un condensateur stable à 0,0001 près pour mesures et émission et des condensateurs « papillon » commandés par vis tangente irréversible.

Du côté des **cadrons**, on observe le développement des types en tambour, notamment pour les postes-voiture, types miniatures aussi avec démultiplicateur à pignons taillés et commande à deux vitesses (1/8 ou 1/80 $^{\circ}$). Des cadrons démultipliés à 1/100 pour les mesures, sans jeu de renversement, avec friction évitant le forçage à l'extrémité, pignons hélicoïdaux et roulements à billes à rattrapage de jeu. Notons encore des « flectors » tropicalisés montés sur polyamide ou stéatite, autorisant un écart angulaire des axes jusqu'à -25° .

En matière de découpage, on remarque un grand

choix de **supports de lampes miniatures** pour tubes européens à 8 broches et américains (7 et 9 broches), montés sur stéatite ou plexiglass, avec blindage embouti d'une seule pièce, liaison de masse par jonc argenté en contact avec le culot. Notons encore des supports spéciaux pour phanotrons en stéatite vernie et siliconée.

Pour ce qui est des **diélectriques**, on note cette année l'utilisation accrue du polyéthylène pour les câbles à haute fréquence et du polyamide (nylon) pour l'isolement de nombreuses pièces moulées. Le styrclex est utilisé en feuilles minces (0,02 à 0,12 mm) notamment pour les condensateurs fixes et câbles coaxiaux.

Parmi les procédés nouveaux, on remarque la place prépondérante des pièces frittées à base de poudres de fer, fer-nickel, bronze, cuivre et de pièces injectées au polystyrène et au polyamide.

Dans les **transformateurs**, deux tendances : l'une à la miniaturisation pour les équipements aux tubes miniatures et « rimlock », l'autre à la tropicalisation. Les transformateurs coloniaux imprégnés sous vide en boîtier métallique étanche avec sorties par perles de verre supportent un échauffement permanent de 60° au bain-marie. Parmi ces nouveaux modèles, signalons des autotransformateurs d'alimentation et d'adaptation pour le remplacement des lampes anciennes par de nouveaux tubes, des transformateurs pour vibreurs et pour alimentation mixte, des types spéciaux à 4.000, 5.000 et 7.000 V pour télévision. Un grand choix de *vibreurs* nous est présenté : synchrones et asynchrones à autoexcitation vibreurs miniatures à excitation parallèle, vibreurs de puissance (300 W, 2 à 5 A), convertisseurs à vibreurs pour postes portatifs et postes-voiture, conformes aux règles de sécurité de l'U. T. E. Par ailleurs, divers types d'autotransformateurs régulateurs de tension d'alimentation jusqu'à 10 A, un régulateur monophasé développant 2 k VA et convenant à des variations de $\pm 15\%$ de la tension du réseau.

En matière d'électroacoustique, les applications sont nombreuses et variées. L'association du microphone à ruban et du microphone électrodynamique a permis de réaliser un *microphone cardioïde*. De nouveaux microphones sont présentés pour les appareils contre la surdité, engins miniatures sous forme de pastilles de 8 mm d'épaisseur et de 30 mm de diamètre, pour l'auscultation des montres et pour fonctionnement en milieu bruyant.

Les **haut-parleurs** des nouvelles fabrications sont presque tous munis d'un aimant au « ticonal » orienté sous champ magnétique et tel que le produit $B \times H$ atteigne 5×10^6 environ. Il s'ensuit une réduction considérable du poids et de l'encombrement, malgré le maintien du champ à 6.000 à 10.000 oersteds. Parmi les spécialités, citons des haut-parleurs tropicalisés fonctionnant dans un aquarium et un appareil à double cône assurant une contre-réaction acoustique.

Les **lecteurs électroacoustiques** accusent une tendance à la légèreté, par réduction de la force de pression à 20 g environ, au bout d'un bras très léger.

La pointe est souvent en saphir de 75/1.000 mm de diamètre de courbure, la réponse étalée de 40 à 12.000 Hz. La transformation s'effectue à reluctance variable. Les appareils à haute impédance sont du type électromagnétique ou piézoélectrique.

Parmi les **tourne-disque**, on trouve des moteurs à courant continu alimentés par accumulateur de 6,12 ou 32 V et de moteurs à induction, autodémarrageurs à vitesse constante et grand couple de démarrage. Certains changeurs de disques comportent un dispositif de répétition pour une et plusieurs fois.

Pour l'enregistrement sonore, l'intérêt se porte sur les **magnétophones** à films ou à fil. Les premiers sont munis de bobines de fil magnétique fin assurant une durée d'audition de 1/4, 1/2 ou 1 h pour reproduction des sons entre 100 et 10.000 Hz environ, la vitesse de défilement étant de 60 à 90 cm : s. La consommation est de 70 W environ, le poids de 9 kg. Dans les appareils à film, la durée d'enregistrement peut être doublée par l'utilisation de la moitié seulement de la bande dans le sens de la largeur.

Le matériel électroacoustique présente encore des transformateurs et bobines d'inductance à fer miniatures, dans l'huile, mesurant 25 mm × 22 mm environ et pesant 30 g, en boîtier étanche avec sorties par perles de verre. Les applications de la piézoélectricité nous montrent de nombreux spécimens de transformateurs électroacoustiques (microphones, lecteurs, cardiophones et haut-parleurs), ainsi que des quartz de haute précision pour maître-oscillateur assumant une stabilité de 10^{-8} , des transformateurs à moyenne fréquence présentant une bande passante de 2 à 15 kHz et des oscillateurs jusqu'à 10M Hz.

Hyperfréquences et Télévision

Les tubes générateurs sont rappelés par une collection de klystrons amplificateurs de 100 à 300 W pour ondes de 1.100 à 1.300 MHz et de 1.700 à 2.200 MHz ; klystrons réflex pour 10.000 MHz ; magnétrons de 45 kW sur onde de 3 cm et de 900 kW sur onde de 10 cm. On remarque des mélangeurs à cristal de silicium pour ondes de 3 cm, qu'on peut accorder entre 8.500 et 10.000 MHz, avec guide, capacité de découplage adaptable et court-circuit réglable à contact glissant. Parmi les appareils de mesure spéciaux, on note un ondemètre à résonance de 1.500 à 6.000 MHz avec cavité accordée par piston, un ondemètre à absorption, un affaiblisseur avec sonde à cristal pour dosage de la puissance de sortie jusqu'à 10.000 MHz, des sondes pour hyperfréquences entre 3.000 et 30.000 MHz, pour la mesure des champs électromagnétiques dans les lignes coaxiales et guides d'ondes.

La **télévision** présente des aériens spéciaux à dipôles réflecteurs et directeurs, des dipôles repliés, des câbles coaxiaux avec fiches spéciales, des anti-parasites pour moteurs à explosion ; des bobinages spéciaux sur mandrin à noyau réglable susceptible d'être bloqué ; des condensateurs au papier à 2.500 V ; des transformateurs donnant de 4.000 à 7.000 V

au secondaire ; des supports de tubes cathodiques, des ensembles de déviation en colliers, des blocs d'alimentation à haute tension par redressement haute fréquence, ainsi que des appareils de mesure spéciaux tels que vibulateurs, hétérodynes jusqu'à 90 MHz, générateurs de mire électronique, générateurs de signaux rectangulaires. À signaler encore une glace de protection de 6 mm d'épaisseur, qu'on adapte devant l'écran du tube cathodique au moyen d'un cache en caoutchouc.

Tubes électroniques

Cette année les tubes de réception miniatures sont présentés non plus en prototypes, mais en séries courantes, de caractéristiques américaines (7 broches) ou européennes (8 broches), pour courant alternatif (6,3 V), tous courants (12 à 45 V), postes à batteries (1,4 V), postes-voiture, postes de télévision. De nouveaux tubes professionnels miniatures sont à signaler : EF 42 à large bande, pente 9,5 mA : V ; EA 40, diode d'amortissement ; ECC 40 double triode à cathodes séparées ; EG 1, tétrode, pour l'aviation avec alimentation de plaque et d'écran prise sur le réseau du bord à 24 V ; EC 40, triode avec grille à la masse pour ondes très courtes ; EC 41, oscillatrice pour ondes très courtes ; EB 40, diode pour changement de fréquence.

En matière de **tubes à rayons cathodiques**, la post-accélération accroît la finesse et la brillance du spot sans réduire sensiblement la sensibilité de déviation, grâce à l'augmentation de la tension. On trouve maintenant en France des tubes cathodiques tout verre à fond plat, de 25 à 36 cm de diamètre d'écran pour télévision et radars de marine, ainsi que des tubes courts à concentration et déviation électromagnétiques, dans un angle total maximum de 43° à 80°.

Pour l'émission, des triodes tout métal jusqu'à 12 kW avec refroidissement par air forcé, des triodes à chauffage polyphasé de 50 à 120 kW (Lille-Camphin), des séries « tout verre » jusqu'à 12 kW environ.

Parmi les tubes spéciaux pour l'électronique industrielle, on trouve des redresseurs à vapeur de mercure à cathode chaude des types phanotron, thyatron monogrille ou bigrille ; des ignitrons pour commande de soudure de 600 KVA, des thermocouples dans le vide pour ondes courtes et ultra courtes de 5 à 1.000 m A, des cellules photoélectriques à couche de sélénium sur plaque en acier, avec réponse de l'infrarouge à l'ultraviolet.

De ce rapide tour d'horizon, il semble résulter que le XIII^e Salon de la Pièce détachée a largement tenu les promesses faites par son prédécesseur. La qualité et la quantité des fabrications se sont améliorées. De plus en plus nombreux sont les producteurs qui s'imposent l'observation des spécifications professionnelles. D'ailleurs la restriction du marché de la radiodiffusion due aux circonstances économiques, reporte l'intérêt vers les fabrications professionnelles et spéciales, dont l'amélioration rejaille sur l'ensemble de la production.